

Extrinsische Kontrolle des Exchange Bias in Metall-Isolator Heteroschichtstrukturen

Vom Fachbereich Physik
der Universität Duisburg-Essen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
genehmigte Dissertation

von
Andreas Hochstrat
aus Wesel

Referent:	Prof. Dr. Wolfgang Kleemann
Korreferent:	Prof. Dr. Heiko Wende
Tag mündlichen Prüfung:	29. Juni 2007

Übersicht

Die extrinsische Kontrolle des Exchange Bias Feldes stellt einen wichtigen Zugang zur experimentellen Untersuchung verschiedener austauschgekoppelter Systeme dar. Neben diesem Aspekt spielt natürlich auch die technologische Anwendbarkeit verschiedener Steuerungsmechanismen auf das Exchange Bias-Feld und damit auf das elektrische Verhalten verschiedener Magnetowiderstandselemente eine nicht zu vernachlässigende Rolle in der Motivation zur Untersuchung der Steuerbarkeit von Exchange Bias-Systemen. In dieser Arbeit werden deshalb verschiedene Kontrollmöglichkeiten des Exchange Bias-Feldes dargestellt und experimentell untersucht.

So wird die Kontrollierbarkeit des Exchange Bias-Feldes durch die Temperatur an verschiedenen Systemen nachgeprüft. In diesem Zusammenhang wird auch erstmals ein so genanntes Multiphasen-Exchange Bias-System auf Basis von α -Mangansulfid vorgestellt. An weiteren Systemen wird der Einfluss des magnetischen Einfrierfeldes dargestellt. Auch die durch piezomagnetische Komponenten realisierte Steuerung des Exchange Bias durch mechanischen Druck findet Erwähnung. Die Abnahme des Exchange Bias mit zunehmender Zahl der Ummagnetisierungen wird allgemein als Trainingseffekt bezeichnet und ist ebenfalls Gegenstand der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen.

Die technologisch zur Zeit vielversprechendste Form der extrinsischen Kontrolle des Exchange Bias besteht in der Steuerung durch elektrische Felder und wird in ihren verschiedenen Ausprägungen ebenfalls in der vorliegenden Arbeit erforscht. Ein abschließendes Kapitel widmet sich schließlich der Präsentation verschiedener inzwischen durch die Universität Duisburg-Essen zum internationalen Patent angemeldeten und auf der elektrischen Kontrolle des Exchange Bias basierender informationstechnischer Bauelemente.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen des Exchange Bias Effekts	5
2.1	Phänomenologie	7
2.1.1	Meiklejohn-Bean-Formel.....	9
2.1.2	Erweiterung der Meiklejohn-Bean-Formel	14
2.2	Rauigkeit und Polykristallinität	20
2.3	Domänenzustand	24
3	Experimentelle Verfahren	30
3.1	Molekularstrahlepitaxie	30
3.2	Abscheidung aus der Gasphase.....	33
3.3	Röntgendiffraktometrie.....	35
3.4	Rasterkraftmikroskopie.....	37
3.5	Quanteninterferenzmagnetometrie	40
4	Analysemethoden für austauschverschobene Hysteresen.....	45
4.1	Mittelwertbildung	45
4.2	Differenzmethode	47
4.3	Faltungsanalyse	49
5	Kontrollmechanismen	52
5.1	Temperaturkontrolle und verdünnungsinduzierte Überhöhung der Blocking-Temperatur	52

5.1.1	Charakterisierung der Proben	52
5.1.2	Ergebnisse.....	57
5.1.3	Temperaturinduzierter Vorzeichenwechsel des Exchange Bias-Feldes	61
5.2	Temperaturkontrolle von Multiphasen-Exchange Bias-Systemen	64
5.2.1	Charakterisierung der Proben	64
5.2.2	Ergebnisse.....	69
5.3	Einfrierfeldabhängigkeit und Einfluss der ferromagnetischen Schicht auf das Exchange Bias-Feld.....	72
5.4	Druckinduzierte Kontrolle des Exchange Bias	79
5.5	Trainieren des Exchange Bias-Feldes	83
5.5.1	Motivation	83
5.5.2	Charakterisierung der Proben	86
5.5.3	Messung und Datenanalyse	88
5.5.4	Zusammenfassung.....	98
5.6	Elektrische Kontrolle des Exchange Bias-Feldes	98
5.6.1	Motivation	99
5.6.2	Charakterisierung der Proben	102
5.6.3	Magneto-elektrische Kontrolle des Exchange Bias-Feldes	107
5.6.4	Magneto-elektrisch geschaltetes Exchange Bias-Feld	111
5.6.5	Zusammenfassung.....	117
6	Anwendungen elektrisch kontrollierter Exchange Bias-Systeme	120
6.1	Motivation	121
6.2	Magnetoelektrischer Arbeitsspeicher (MERAM).....	124

6.3	Magnetoelektrisches logisches Element (MEXOR).....	128
6.4	Magnetoelektrisches Laufwerk	131
7	Zusammenfassung	136
8	Literaturverzeichnis.....	120

1 Einleitung

Warum ist es interessant die Verschiebung von Magnetisierungshysteresen entlang der Achse des magnetischen Feldes, den so genannten Exchange Bias-Effekt, kontrollieren zu können? Wie kommt es, dass ein vor fast 50 Jahren entdeckter Effekt [Meik56] plötzlich wieder im Blickpunkt aktueller Forschung steht? Als Meiklejohn und Bean im Jahre 1956 erstmals den Exchange Bias-Effekt an oxidierten Kobalt Partikeln beobachteten rechneten sie wahrscheinlich nicht damit, dass diese neue magnetische Anisotropie knapp ein halbes Jahrhundert später wieder einen Gegenstand aktueller Forschung darstellen würde. In der Tat war das Interesse am Exchange Bias gut 30 Jahre lang auch eher gering. Mit zunehmender Miniaturisierung der Datenverarbeitungstechnik jedoch spielte sich der Effekt wieder in den Vordergrund. Auslöser hierfür war der Ende der 1980er Jahre von Peter Grünberg und Albert Fert unabhängig voneinander entdeckte gigantische Magnetowiderstand, der so genannte GMR-Effekt [Baib88][Grün86]. Beim GMR-Effekt, der an Schichtsystemen aus ferromagnetischen Schichten und einer nicht magnetischen Zwischenschicht gemessen wird, handelt es sich um eine starke Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes des Schichtsystems vom angelegten magnetischen Feld.

Die systematische Untersuchung einer Vielzahl von verschiedenen Erfolg versprechenden GMR-Systemen, in erster Linie durch Stuart S. P. Parkin [Park90][Park91a][Park91b], brachte einige Jahre später GMR-Sensoren hervor, die dann schnell die bis dahin üblichen induktiv arbeitenden Leseköpfe in Festplatten ablösten und so die Speicherdichte der Festplatten um eine Größenordnung in die Höhe trieben. Die Widerstandswerte in GMR-Systemen ändern sich als

Funktion des magnetischen Feldes typischerweise um mehrere Prozent [Dien91a]. Die für den GMR-Effekt verwendeten Schichtsysteme entsprechen in der Regel der in Abbildung 1.1 dargestellten Anordnung. Abhängig von der relativen Orientierung der Magnetisierungen der beiden ferromagnetischen Schichten werden Spin-up- und Spin-down-Elektronen verschieden stark gestreut, so dass sich die Zahl der zum Strom beitragenden Ladungsträger in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld ändert.

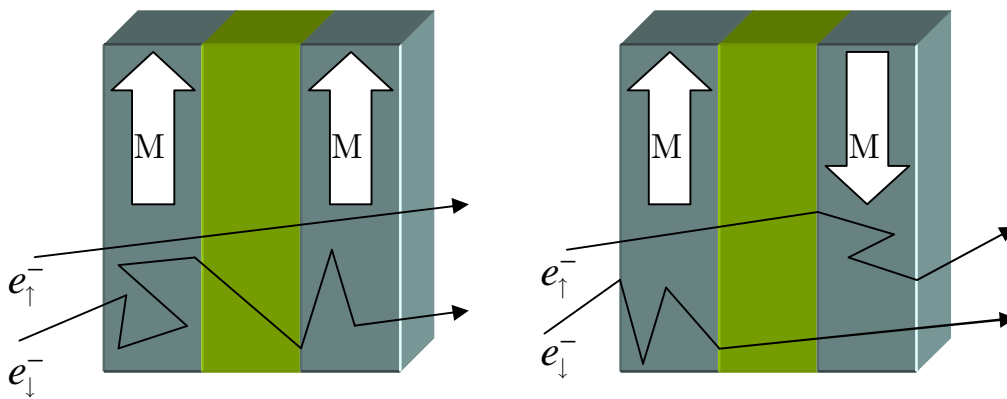


Abbildung 1.1 Schematische Darstellung eines GMR-Elements. Graue Bereiche stehen für magnetische Schichten, während grüne für nichtmagnetische Bereiche stehen. Eine hier nicht eingezeichnete antiferromagnetische Schicht sorgt für die Fixierung des magnetischen Moments der linken ferromagnetischen Schicht. Die Trajektorien der auf beziehungsweise abwärts spinpolarisierten Elektronen zwischen zwei Streuereignissen sind durch gerade Linien, die Streuereignisse selbst durch Knicke in den Linien dargestellt [Fert99].

Zur Realisierung der parallelen beziehungsweise antiparallelen Konfiguration der beteiligten Ferromagneten ist eine unterschiedliche Reaktion der Ferromagneten auf ein äußeres Magnetfeld notwendig. Diese unterschiedliche Antwort realisiert man gelegentlich durch Verwendung eines magnetisch harten Ferromagneten, dessen Koerzitivfelder so groß sind, dass seine Magnetisierung im verwendeten Feldbereich nicht umschaltet [Full98a][Full98b]. Die

üblichere Methode ist jedoch der Ersatz eines der beiden Ferromagneten durch ein ferromagnetisches Schichtsystem, dessen Magnetisierungshysterese einen Exchange Bias aufweist und das somit dafür sorgt, dass beim Nulldurchgang des externen Magnetfeldes einer der Ferromagneten seine Magnetisierungsrichtung beibehält. Bei einer solchen GMR-Struktur spricht man dann auch von einem Spinventil [Dien91b].

GMR-Elemente kommen heutzutage in zahllosen Anwendungen zum Einsatz. Die Messung von Drehwinkeln im Bereich des Maschinenbaus ist dabei nur eine populäre Variante. Ungleich interessanter sind jedoch die zukünftigen Anwendungen, die zur Massenvermarktung des so genannten Magnetic Random Access Memory, kurz MRAM, führen sollen. In Zukunft ist daran gedacht die heute in Computern, üblicherweise als Arbeitsspeicher, verwendeten DRAM-Bausteine (Dynamic Random Access Memory) durch diese nichtflüchtigen Speicherelemente zu ersetzen. Langfristig ist gar eine Ablösung der magnetischen Festplatte als Massenspeicher durch MRAMs angedacht.

Diese große Bedeutung der GMR-Elemente im Bereich der Informationstechnik ist es wohl in erster Linie, die den Wunsch nach einem tieferen Verständnis des Magnetowiderstandseffekt motiviert. Da Exchange Bias Systeme wichtige Subsysteme der meisten GMR-Bauteile darstellen, sind für ein besseres Verständnis dieser wichtigen Komponenten tiefere Erkenntnisse über den Exchange Bias unabdingbar. Die Kontrolle des Exchange Bias durch verschiedene extrinsische Felder gibt einem so zum Einen Mittel an die Hand GMR-Elemente und damit Prozesse der Informationsverarbeitung zu steuern, was im Bereich der angewandten Physik sicherlich eine Reihe sehr interessanter Möglichkeiten eröffnet. Zum Anderen jedoch bekommt man hierdurch auch die Möglichkeit durch Variation der

extrinsischen Felder und Beobachtung der daraus resultierenden Änderung des Exchange Bias sehr genaue Vorstellungen über dieses Kopplungsphänomen zu erlangen und insbesondere auch die Grenzschichteigenschaften vieler Exchange Bias Systeme besser zu verstehen.

2 Grundlagen des Exchange Bias Effekts

Beim Magnetismus handelt es sich um ein physikalisches Phänomen, das der Menschheit bereits seit Jahrtausenden bekannt ist. Schon in altägyptischen Hieroglyphen und Tempelinschriften, aber auch in Keilschrifturkunden von Euphrat und Tigris, sowie in einigen Legenden der Mayas sind Hinweise auf magnetische Phänomene zu finden. Im europäischen Raum wurden 624 v. Chr. von Thales von Milet zum ersten Mal Magnetsteine, kristallines Fe_3O_4 , aus der Gegend von Magnesia beschrieben. Die ersten Erwähnungen in China gehen auf das Jahr 800 v. Chr. zurück. So verwundert es nicht, dass die erste bekannte Anwendung des Magnetismus aus China kommt. Hierbei handelt es sich um den von Hanfuzius (280-233 v. Chr.) entwickelten und aus Magnetstein hergestellten leicht drehbaren Löffel auf einer Scheibe aus Bronze, den so genannten Si Nan [Gühm00]. Dieser Löffel richtet seinen Stil stets nach Süden aus, wurde erstaunlicherweise jedoch nie zur Navigation verwendet, sondern nur als göttliche Hilfe zum Ausrichten von Häusern und Strassen, sowie bei religiösen Zeremonien. Die früheste Anwendung des Magnetismus zum Zwecke der Navigation wurde erst ca. 1200 Jahre später in einer Sammlung militärischer Schriften erwähnt. Die erste detaillierte Beschreibung eines Kompasses ließ dann noch einmal bis zum Jahre 1086 auf sich warten, als der Philosoph, Shen Kua (1031-1095 n. Chr.), in seinem Buch, Meng chi pi tan [Enbr02], über das Reiben einer Eisennadel an Magnetstein, verschiedene Lagermöglichkeiten solcher Nadeln, sowie die Abweichung der Magnetnadel von der wirklichen Nord-Süd-Richtung, die so genannte Deklination, berichtete. Gut hundert Jahre später setzte sich der Kompass dann auch in Europa durch, nachdem der englische Mönch, Alexander Neckam, ihn in seinem

Werk, *de naturis rerum* [Neck63], als eine Nadel, die immer zum Polarstern deutet, beschrieb. Der Engländer William Gilbert veröffentlichte schließlich im Jahre 1600 sein berühmtes Werk *de magnetibus* [Gilb91], in dem er erstmals eine rationale Erklärung für die bis dahin mysteriöse Ausrichtung der Magnetnadel in Nord-Süd-Richtung gibt, indem er die Erde selbst als magnetisch bezeichnet. Dieses Buch fußt in Teilen auf dem bereits 1269 von Pierre de Maricourt (Petrus Peregrinus) verfassten Werk, *Epistola Petri Peregrini Maricurtensis de Magnetibus* [Hell98], insbesondere auf seinen Experimenten mit einem kugelförmig geschliffenen Magnetstein, den er *kleine Erde* nannte. Gilberts Ausführungen hatten jedoch einen ungleich größeren Einfluss und trugen maßgeblich zur Entstehung der modernen Physik bei.

Wie man sieht, war der Magnetismus schon seit jeher ein die Menschen faszinierendes Phänomen, dessen letztendliches Verständnis bis zum heutigen Tage noch nicht erreicht ist. Immerhin hat sich das Wissen um den Magnetismus jedoch erheblich erweitert und prägt in einem erheblichen Maße die Technik der Gegenwart. Wurden magnetische Effekte seit Beginn des 20. Jahrhunderts noch überwiegend zur Krafterzeugung angewandt, so rückten in dessen zweiter Hälfte die Anwendungen im Bereich der Datentechnik in den Vordergrund, was letztendlich zur massenhaften Verbreitung magnetischer Dünnschichtsysteme, insbesondere im Bereich der Festplattentechnik, beitrug.

Magnetische Dünnschichtsysteme sind es denn auch die im Blickpunkt dieser Arbeit stehen, denn der 1956 von Meiklejohn und Bean entdeckte so genannte Exchange Bias [Meik56] lässt sich in Partikelsystemen, aber insbesondere auch in Schichtsystemen beobachten, was diese Systeme nicht nur aufgrund ihrer großen Nähe zur Technik, sondern auch aufgrund ihrer einfachen Strukturen zu

einem interessanten Mittel physikalischer Grundlagenforschung im Bereich des Magnetismus werden lässt.

2.1 Phänomenologie

Beim Exchange Bias handelt es sich um ein auf der Kopplung verschiedener magnetischer Schichten beruhendes Phänomen. Die Kopplung der Schichten geschieht hierbei durch die so genannte Austauschwechselwirkung, also die Kopplung der Atome der beiden Schichten aufgrund ihres elektronischen Überlappintegrals. In der Regel handelt es sich bei den Schichtsystemen um eine antiferromagnetische Schicht, auf die eine ferromagnetische Schicht epitaktisch aufgewachsen ist.

Der Antiferromagnet wird hierbei entweder durch eine dünne Schicht [Meik57][Taka80][Jung94] oder durch einen Einkristall [Saka61][Berk64][Schl71a][Mora98] dargestellt. In seltenen Fällen greift man auch auf so genannte künstliche Antiferromagnete zurück, also Schichtsysteme, deren einzelne, im Höchstfall einige Monolagen dicken, ferromagnetischen Schichten eine antiparallele Magnetisierung zueinander aufweisen [Park91b]. Die antiparallele Magnetisierung dieser Schichten, die durch nichtmagnetische Zwischenschichten voneinander getrennt sind, wird durch Ausnutzung der Abstandsabhängigkeit der Ruderman Kittel Kaysuya Yosida-Wechselwirkung [Rude54] zwischen den ferromagnetischen Schichten erreicht. Ein typischer Vertreter solch künstlicher Antiferromagneten sind Eisen-Chrom-Schichtsysteme $(\text{FeCr})_n$ [Jian00]. Die ferromagnetische Komponente wird durch eine dünne Schicht realisiert. Diese Schicht kann aus einem ferromagnetischem Material bestehen, oder auch aus einem Viellagensystem, das insgesamt einen ferromagnetischen Charakter aufweist. Den prinzipiellen Aufbau eines auf dünnen Schichten

basierenden Exchange Bias Systems kann man sich also, wie in Abbildung 2.1.1 gezeigt vorstellen. Neben den hier gezeigten in plane -Systemen, bei denen die Magnetisierung in der Ebene der Grenzfläche liegt, sind inzwischen jedoch auch so genannte senkrechte Systeme mit senkrecht zur Grenzfläche orientierten Magnetisierungen üblich. Bei diesen Anordnungen, die für zukünftige Anwendungen wahrscheinlich sogar die größere Rolle spielen werden, spricht man dann vom senkrechten Exchange Bias [Bine05a].

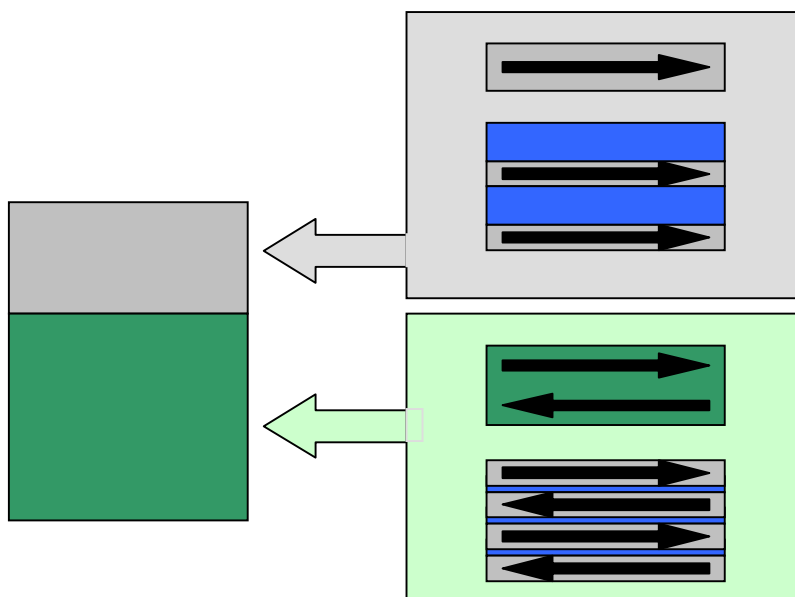


Abbildung 2.1.1 *links:* Exchange Bias System bestehend aus Ferromagneten (grau) und Antiferromagneten grün / *rechts oben:* Realisation der ferromagnetischen Komponente als Einzelschicht oder Vielschichtsystem bestehend aus ferromagnetischen (grau) und nichtmagnetischen (blau) Schichten / *rechts unten:* Realisation der antiferromagnetischen Komponente als antiferromagnetische Einzelschicht (grün) oder Vielschichtsystem bestehend aus ferromagnetischen (grau) und nichtmagnetischen (blau) Schichten

Die Auftragung des magnetischen Moments m eines ferromagnetischen Systems als Funktion des angelegten magnetischen Feldes H besitzt die Gestalt einer so genannten Hystereseschleife. Diese Funktion $m(H)$ ist in rein ferromagnetischen

Systemen, die hinreichend großen magnetischen Feldern ausgesetzt werden, prinzipiell punktsymmetrisch zum Ursprung des verwendeten Koordinatensystems. Eine Verschiebung der Hystereseschleife entlang der Achse des angelegten magnetischen Feldes ist als Ausdruck des Exchange Bias zu verstehen. Das Feld, um welches die Schleife verschoben ist wird im folgenden als Exchange Bias Feld bezeichnet und ist in Abbildung 2.1.2 als H_{EB} bezeichnet.

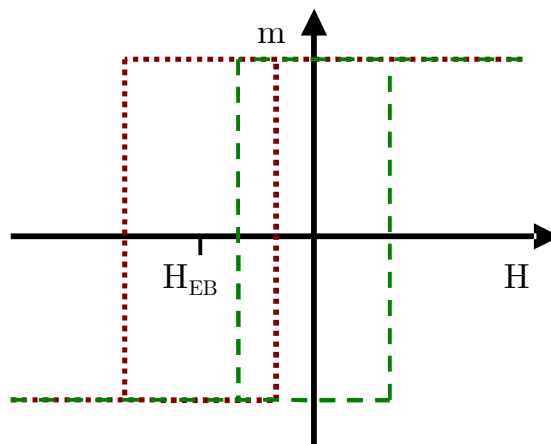


Abbildung 2.1.2 Magnetisierung m eines freien ferromagnetischen Systems (grün gestrichelt) und eines Exchange Bias Systems (rot gepunktet) mit Exchange Bias Feld H_{EB} als Funktion des angelegten magnetischen Feldes H

2.1.1 Meiklejohn-Bean-Formel

In Exchange Bias Systemen genügt die Spinkonfiguration im Ferro- beziehungsweise Antiferromagneten üblicherweise einer der in Abbildung 2.1.1 dargestellten Situationen. Die Spins der beiden Teilsysteme sind per Austauschwechselwirkung gekoppelt. Diese Kopplung kann dabei zu paralleler oder antiparalleler Orientierung der benachbarten Spins in Ferro- und Antiferromagneten führen. Hierbei wird die parallele Orientierung durch positive Werte des Austauschintegrals J , die antiparallele durch negative Werte repräsentiert. Setzt man ein solches Schichtsystem, dessen

ferromagnetische Schicht die Anisotropiekonstante K_{FM} sowie die Dicke t_{FM} aufweist, einem magnetischem Feld H aus, das mit der Magnetisierung M_{FM} der ferromagnetischen Schicht den Winkel β einschließt und betrachtet die auf die Grenzschichtfläche A bezogene freie Energie dieser Anordnung, wobei S_{FM} beziehungsweise S_{AF} für die Grenzflächenmagnetisierung des Ferromagneten beziehungsweise des Antiferromagneten stehen, so ergibt sich für $H \parallel K_{FM}$ folgender Ausdruck für die Flächendichte der freien Energie:

$$\begin{aligned}
 \frac{F}{A} &= \underbrace{-\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\beta)}_{\text{Zeemann-Term}} + \underbrace{K_{FM} \sin^2(\beta)}_{\text{Anisotropie des Ferromagneten}} - \underbrace{J S_{AF} S_{FM} \cos(\beta)}_{\text{Grenzflächenterm}} \\
 &\quad \text{freie Energiedichte des Ferromagneten} \\
 &= -\mu_0 (H M_{FM} t_{FM} + J S_{AF} S_{FM}) \cos(\beta) + K_{FM} \sin^2(\beta) \\
 &= -\mu_0 \tilde{H} M_{FM} t_{FM} \cos(\beta) + K_{FM} \sin^2(\beta)
 \end{aligned} \tag{2.2.1}$$

Die hier definierte magnetische Feldstärke \tilde{H} lässt sich mittels Koeffizientenvergleich bestimmen als:

$$\begin{aligned}
 \mu_0 \tilde{H} M_{FM} t_{FM} &= \mu_0 H M_{FM} t_{FM} + J S_{AF} S_{FM} \\
 \tilde{H} &= H + \frac{J S_{AF} S_{FM}}{\underbrace{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}_{=-H_{EB}}}
 \end{aligned} \tag{2.2.2}$$

Ein Ferromagnet in innigem Kontakt mit einem Antiferromagneten verhält sich also wie ein freier Ferromagnet, der anstelle des tatsächlich anliegenden Feldes H ein modifiziertes äußeres Magnetfeld \tilde{H} spürt. Dieses modifizierte Feld entspricht dem tatsächlich applizierten Feld H zuzüglich einer Verschiebung um das so genannte Exchange Bias Feld H_{EB} :

$$H_{EB} = -\frac{J S_{AF} S_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \tag{2.2.3}$$

Betrachtet man das rein ferromagnetische System, so entfällt in Gleichung (2.2.1) der Grenzflächenterm. Dieses führt zu folgender Darstellung für die freie Energie eines isolierten Ferromagneten:

$$\frac{F}{A} = \underbrace{-\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\beta)}_{\text{Zeemann-Term}} + \underbrace{K_{FM} \sin^2(\beta)}_{\text{Anisotropie des Ferromagneten}} \quad (2.2.4)$$

Für die freie Energie als Funktion des angelegten Magnetfeldes H und des Winkels β zwischen diesem und der Magnetisierung des Ferromagneten ergibt sich somit die in Abbildung 2.1.3 dargestellte Situation.

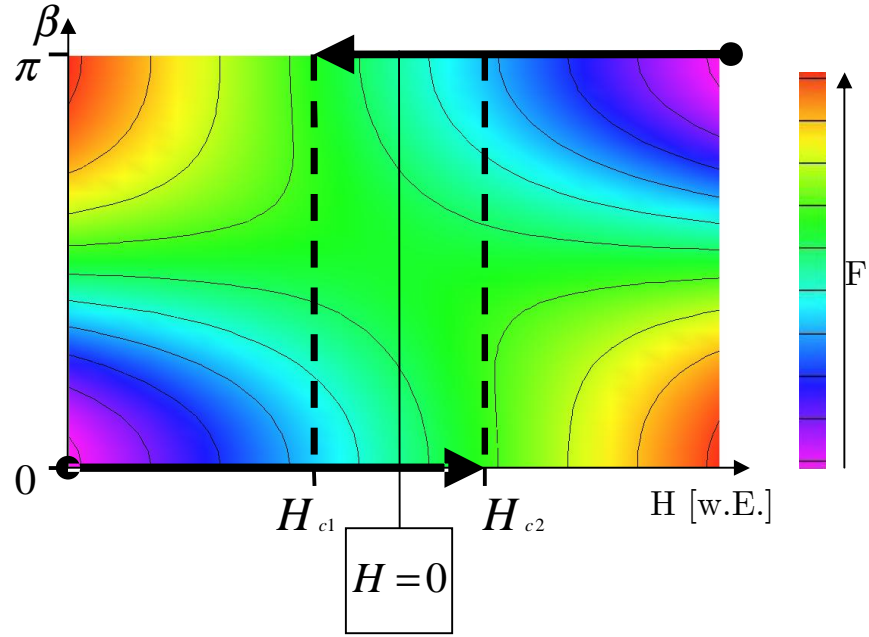


Abbildung 2.1.3 Freie Energie eines ungekoppelten Ferromagneten als Funktion des Magnetfeldes H und des Winkels β . Der Wert der freien Energie F ist durch eine Farbskala dargestellt, sowie durch Höhenlinien verdeutlicht. Schwarze Pfeile deuten die Position minimaler Energie bei Erhöhung beziehungsweise Erniedrigung des Magnetfeldes an. Gestrichelte Linien H_{c1} beziehungsweise H_{c2} markieren den Ort der instantanen Änderung des Winkels β . Die durchgezogene dünne Linie markiert das magnetische Nullfeld.

Für $\beta = 0 \vee \beta = \pi$ beziehungsweise $\beta = \arccos\left(-\frac{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}{2K_{FM}} H\right)$ nimmt die freie Energie im betrachteten Intervall Extremalwerte an. Der Charakter dieser Extrema verändert sich mit steigendem beziehungsweise sinkendem Magnetfeld. So wird aus dem lokalen Minimum $F(H, \beta = 0)$ oberhalb von $H = \frac{2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} =: H_{c2}$, dem

sogenannten Koerzitivfeld H_{c2} , ein Maximum, während sich der Charakter des Extremums $F\left(H, \beta = \arccos\left(-\frac{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}{2K_{FM}} H\right)\right)$ von einem Maximum zu einem Wendepunkt wandelt. Da $F(H, \beta = \pi)$ bei diesem Feldwert und für alle höheren ein Minimum ist erfolgt für steigende Magnetfelder also bei H_{c2} ein instantaner Sprung des Wertes für β von 0 auf π . Analog kann man zeigen, dass für sinkende Magnetfelder bei $H_{c1} = \frac{-2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}$ ein Sprung des Winkels β von π auf 0 erfolgt. Man beobachtet also insgesamt ein hysteretisches Verhalten der Magnetisierung, wobei die Koerzitivfelder symmetrisch zum Nullpunkt des Feldes liegen. Betrachtet man im Gegensatz hierzu einen an ein antiferromagnetisches System gekoppelten Ferromagneten, dann ist der Grenzflächenterm aus Gleichung (2.2.1) nicht mehr vernachlässigbar, so dass sich die freie Energie als

$$\frac{F}{A} = -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\beta) + K_{FM} \sin^2(\beta) + J S_{AF} S_{FM} \cos(\beta)$$

darstellen lässt. In einer zur Abbildung 2.1.3 analogen Weise besitzt die freie Energie eines mit einem antiferromagnetischen System gekoppelten Ferromagneten also die in Abbildung 2.1.4 schematisch dargestellte Gestalt.

Auch in diesem System nimmt die freie Energie für $\beta = 0$ beziehungsweise $\beta = \pi$ wieder Extremalwerte an und man kann eine zum ungekoppelten System analoge Betrachtung der freien Energie durchführen. Auf diese Weise erhält man für die Koerzitivfelder des

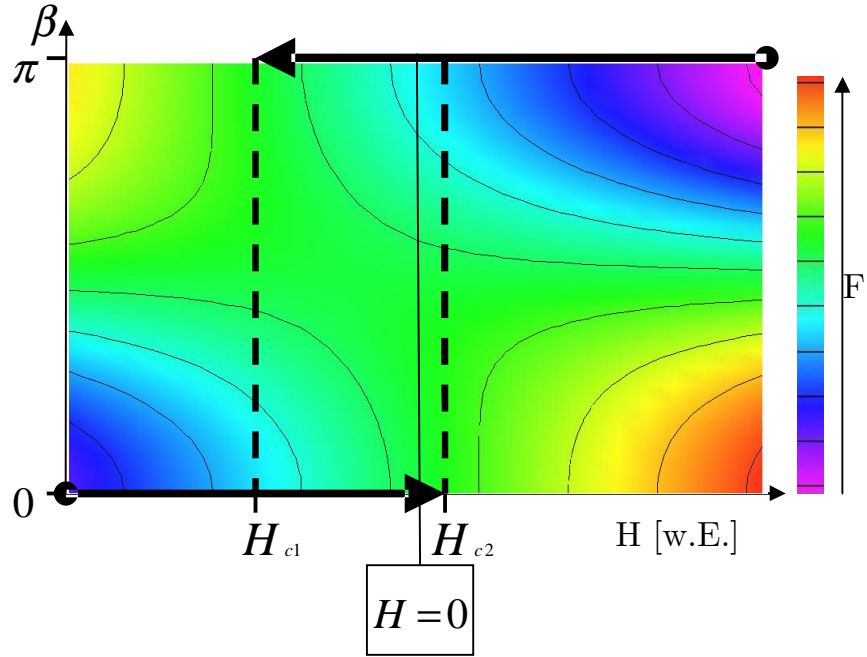


Abbildung 2.1.4 Freie Energie eines mit einem Antiferromagneten gekoppelten Ferromagneten als Funktion des Magnetfeldes H und des Winkels β . Der Wert der freien Energie F ist durch eine Farbskala dargestellt, sowie durch Höhenlinien verdeutlicht. Schwarze Pfeile deuten die Position minimaler Energie bei Erhöhung beziehungsweise Erniedrigung des Magnetfeldes an. Gestrichelte Linien H_{c1} beziehungsweise H_{c2} markieren den Ort der instantanen Änderung des Winkels β . Die durchgezogene dünne Linie markiert das magnetische Nullfeld.

gekoppelten Systems die Werte $H_{c1} = \frac{-2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} - \frac{JS_{AF}S_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}$ beziehungsweise $H_{c2} = \frac{2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} - \frac{JS_{AF}S_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}$. Man sieht also, dass das gekoppelte System bis auf eine Verschiebung, die gleiche Magnetisierungshysteresis wie das ungekoppelte System zeigt. Die Verschiebung der Hystereseschleife wird Exchange Bias Feld genannt und ergibt sich als arithmetisches Mittel der Koerzitivfelder aus,

$$H_{EB} = \frac{H_{c1} + H_{c2}}{2}, \quad (2.2.5)$$

Offensichtlich ist hierdurch Gleichung (2.2.3) bestätigt, denn es gilt:

$$\begin{aligned}
H_{EB} &= \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{-2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} + \frac{2K_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} - 2 \frac{JS_{AF} S_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \right) \\
&= - \frac{JS_{AF} S_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}
\end{aligned} \tag{2.2.6}$$

Gleichung (2.2.6) wird üblicherweise als Meiklejohn-Bean-Formel bezeichnet [Meik57].

2.1.2 Erweiterung der Meiklejohn-Bean-Formel

Für den Grenzfall unendlich grosser Anisotropie des Antiferromagneten liefert die Meiklejohn-Bean-Formel (2.2.6) trotz ihrer Einfachheit gute Ergebnisse und vermag die Zusammenhänge zwischen den Koerzitivfeldern und der Schichtdicke des Ferromagneten t_{FM} , seiner Magnetisierung M_{FM} , sowie den magnetischen Grenzflächenmomenten S_{AF} und S_{FM} zu verdeutlichen. Obwohl die Formel keinerlei Aussagen über den Ursprung der ferrobeziehungsweise antiferromagnetischen Momente macht und auch die Kopplungskonstante J lediglich als phänomenologische Größe eingeht zeigt sie, dass für das Auftreten eines Exchange Bias Effekts ferromagnetische, insbesondere aber auch antiferromagnetische Nettomagnetisierungen M_{FM} beziehungsweise M_{AF} an der Grenzfläche notwendig sind. Dieses gilt offensichtlich selbst im Falle so genannter kompensierter antiferromagnetischer Grenzflächen, also Flächen in denen die einzelnen antiferromagnetischen Spins alternierend geordnet sind, obwohl hier auftretende Nettomagnetisierungen in diesem Fall offensichtlich eine Abweichung von der idealen antiferromagnetischen Ordnung erforderlich machen. Auch die experimentell nachgewiesene Abhängigkeit des Exchange Bias von der antiferromagnetischen Schichtdicke t_{AF} [Jung94][Nowa01] scheint eine nähere Betrachtung der Rolle des Antiferromagneten erforderlich zu machen.

Zur besseren Berücksichtigung der antiferromagnetischen Komponente und insbesondere auch ihrer Schichtdicke erweitert man den Ausdruck für die freie Energie F aus Gleichung (2.2.1) um einen Zeemann- sowie einen Anisotropie-Term, die den Einfluss der antiferromagnetischen Nettomagnetisierung M_{AF} reflektieren:

$$\begin{aligned}
 \frac{F}{A} = & \underbrace{-\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\theta - \gamma)}_{\text{Zeemann-Term}} + \underbrace{K_{FM} \sin^2(\gamma)}_{\text{Anisotropie}} \\
 & \underbrace{-\mu_0 H M_{AF} t_{AF} \cos(\theta - \alpha)}_{\text{Zeemann-Term}} + \underbrace{K_{AF} \sin^2(\alpha)}_{\text{Anisotropie}} \\
 & \underbrace{-J S_{AF} S_{FM} \cos(\gamma - \alpha)}_{\text{Grenzflächenterm}}
 \end{aligned} \tag{2.3.1}$$

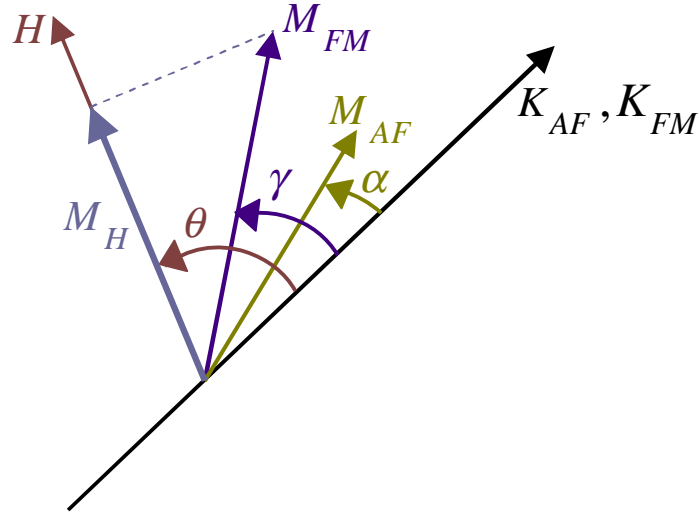


Abbildung 2.1.5 Vektordiagramm zur Definition der Winkel α , γ und θ , die zwischen den durch die Anisotropiekonstanten, K_{FM} und K_{AF} , angedeuteten leichten Achsen von Ferro- beziehungsweise Antiferromagnet und der Nettomagnetisierung M_{AF} des Antiferromagneten, der Magnetisierung des Ferromagneten M_{FM} und dem angelegten magnetischen Feld H liegen. M_H ist die Projektion von M_{FM} auf die Richtung des magnetischen Feldes.

Hierbei steht A für die Grenzfläche, H für das angelegte Magnetfeld, sowie t_{FM} für die Dicke der ferromagnetischen Schicht. Die Winkel

α , γ und θ genügen der Darstellung in Abbildung 2.1.5 wobei die Anisotropiekonstanten von Ferro- und Antiferromagnet durch K_{FM} und K_{AF} dargestellt werden.

Betrachtet man den Fall unendlich großer Anisotropie des Antiferromagneten K_{AF} , so ergibt die Minimierung der freien Energie eine Ausrichtung der antiferromagnetischen Nettomagnetisierung M_{AF} entlang der leichten Achse des Antiferromagneten, was einem Winkel von $\alpha=0$ entspricht. Für den experimentell relevanteren Fall einer zwar nicht unendlichen, jedoch immer noch hinreichend großen Anisotropie scheint eine Reihenentwicklung der Gleichung (2.3.1) um $\alpha=0$ angebracht:

$$\begin{aligned} \frac{F}{A} \approx & -\mu_0 H M_{FM} t_{FM} \cos(\theta - \gamma) - \mu_0 H M_{AF} t_{AF} \cos \theta \\ & + K_{FM} t_{FM}^2 \sin^2 \gamma - J S_{AF} S_{FM} \cos \gamma \\ & + \alpha (-J S_{AF} S_{FM} \sin \gamma - \mu_0 H M_{AF} t_{AF} \sin \theta) \\ & + \alpha^2 (K_{AF} t_{AF} + \frac{1}{2} J S_{AF} S_{FM} \cos \gamma + \frac{1}{2} \mu_0 H M_{AF} t_{AF} \cos \theta) \end{aligned} \quad (2.3.2)$$

Ermittelt man nun die Gleichgewichtswinkel α_{eq} und β_{eq} , die durch ein Verschwinden des Drehmoments gekennzeichnet sind, so erhält man aus der Minimierung der freien Energie bezüglich α :

$$\left(\frac{\partial (F/A)}{\partial \alpha} \right)_{\alpha=\alpha_{eq}} = 0 \Rightarrow \alpha_{eq} = \frac{J S_{AF} S_{FM} \sin \gamma + \mu_0 H M_{AF} t_{AF} \sin \theta}{2 K_{AF} t_{AF} + J S_{AF} S_{FM} \cos \gamma + \mu_0 H M_{AF} t_{AF} \cos \theta} \quad (2.3.3)$$

Aus der Minimierung bezüglich γ , lassen sich die Koerzitivfelder H_{c1} und H_{c2} bestimmen. Sie erfüllen die Bedingung $M_H(H_{c1}) = M_H(H_{c2}) = 0$, wobei $M_H = M_{FM} \cos(\theta - \gamma)$ für den experimentell relevanten Anteil der ferromagnetischen Magnetisierung steht. Um explizite Ausdrücke für H_{c1} und H_{c2} zu erlangen setzt man nun $\alpha = \alpha_{eq}$, $\gamma_{c1}(M_H = 0) = \theta - \pi/2$ und $\gamma_{c2}(M_H = 0) = \theta - 3\pi/2$ in $\partial(F/A)/\partial \gamma = 0$ ein. Die Annahme einer hinreichend kleinen Nettomagnetisierung des Antiferromagneten, also $M_{AF} \rightarrow 0$, führt zu zwei bezüglich H linearen Gleichungen. Diese

liefern dann die Koerzitivfelder H_{c1} und H_{c2} , wodurch gemäß Gleichung (2.2.5) das Exchange Bias Feld unmittelbar bestimmt werden kann. Das Ergebnis dieser Berechnung kann unter den bereits getroffenen Annahmen $M_{AF} \approx 0$ und $1/K_{AF} \approx 0$ vereinfacht werden, indem es in eine Taylor Reihe entwickelt wird, so dass man für H_{EB} folgenden Ausdruck erhält:

$$\begin{aligned} \mu_0 H_{EB} = & -\frac{JS_{AF}S_{FM} \cos \theta}{M_{FM}t_{FM}} - \frac{JS_{AF}S_{FM} \cos \theta}{16K_{AF}^2 M_{FM}^2 t_{FM}^2 t_{AF}^2} \\ & \cdot (-4JK_{AF}M_{AF}S_{AF}S_{FM}t_{AF}^2 + J^2M_{FM}S_{AF}^2S_{FM}^2t_{FM} \\ & + JK_{FM}M_{AF}S_{AF}S_{FM}t_{AF}t_{FM} - JS_{AF}S_{FM} \\ & \cdot (-4JK_{AF}M_{AF}t_{AF}^2 + 3JM_{FM}S_{AF}S_{FM}t_{FM} \\ & + 4K_{FM}M_{AF}t_{AF}t_{FM}) \cdot \cos 2\theta \\ & + 3JK_{FM}M_{AF}S_{AF}S_{FM}t_{AF}t_{FM} \cos 4\theta) \end{aligned} \quad (2.3.4)$$

Im Grenzfall unendlicher Anisotropie K_{AF} und paralleler Orientierung der leichten Achsen mit dem magnetischen Feld sieht man also die Meiklejohn-Bean Formel (2.2.6) bestätigt:

$$H_{EB} = -J \frac{S_{FM}S_{AF} \cos \theta}{M_{FM}t_{FM}} \quad (2.3.5)$$

Nimmt man lediglich eine starke, jedoch nicht unendlich grosse, Anisotropie, sowie eine verschwindende Nettomagnetisierung $M_{AF} = 0$ des Antiferromagneten an, wobei für den Winkel zwischen leichten Achsen und Magnetfeld $\theta = 0$ gilt, so erhält man eine erweiterte Form der Meiklejohn-Bean Formel, die nun auch die Rolle der antiferromagnetischen Schichtdicke verdeutlicht:

$$\begin{aligned} \mu_0 H_{EB} = & -\frac{JS_{AF}S_{FM}}{M_{FM}t_{FM}} + \frac{J^3S_{AF}^3S_{FM}^3}{8K_{AF}^2 M_{FM}t_{FM}t_{AF}^2} \\ = & -\frac{JS_{AF}S_{FM}}{M_{FM}t_{FM}} \cdot \left(1 - \frac{J^2S_{AF}^2S_{FM}^2}{8K_{AF}^2 t_{AF}^2} \right) \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

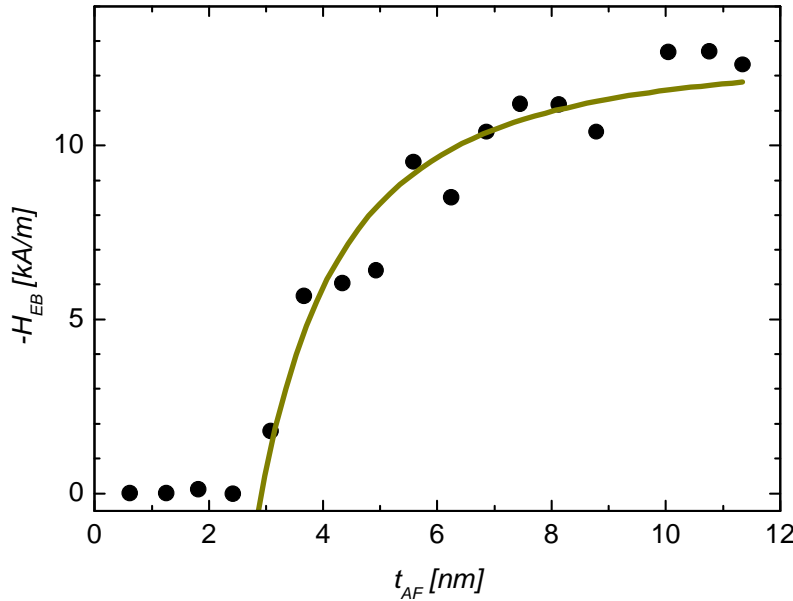


Abbildung 2.1.6 Exchange Bias Feld H_{EB} von als Funktion der antiferromagnetischen Schichtdicke t_{AF} . Die durchgezogene Linie zeigt die beste Anpassung der Gleichung (2.3.6) an die experimentellen Daten für Schichtdicken $t_{AF} > 3nm$. [Bine01]

Der von der antiferromagnetischen Schichtdicke abhängige Term steht in Konkurrenz zum durch die Meiklejohn-Bean Formel (2.2.6) repräsentierten Anteil des Exchange Bias. Auf diese Weise ist die erweiterte Meiklejohn-Bean Formel (2.3.6) in der Lage die experimentell nachgewiesene Abhängigkeit des Exchange Bias von der Schichtdicke des Antiferromagneten [Jung94][Vdza96][Bine01] zu beschreiben, wie es in Abbildung 2.1.6 beispielhaft durch eine Anpassung der Funktion (2.3.6) an experimentellen Daten eines $Ni_{80}Fe_{20}/FeMn$ -Systems [Bine01] für Schichtdicken oberhalb $3nm$ dargestellt ist.

Wie man der Abbildung bereits ansieht, scheint eine kritische Schichtdicke t_{AF}^{cr} zu existieren, unterhalb derer kein Exchange Bias beobachtbar ist. Die Existenz einer solchen unteren Grenze lässt sich

mit Hilfe von Gleichung (2.3.3) erklären. Unter der Annahme einer hinreichend kleinen antiferromagnetischen Nettomagnetisierung $M_{AF} \rightarrow 0$ lässt sich Gleichung (2.3.3) vereinfachen zu:

$$\alpha_{eq} = \frac{\sin \gamma}{(2K_{AF}t_{AF} / JS_{AF}S_{FM}) + \cos \gamma} \quad (2.3.7)$$

Betrachtet man nun γ im Intervall $[0..\pi]$ also im Bereich einer vollständigen Ummagnetisierung und berücksichtigt ferner, dass α_{eq} einen Wert von π nicht überschreiten kann, so kann man eine Karte der aufgrund dieser Randbedingungen denkbaren Schichtdicken-Winkel-Kombinationen erstellen. Diese Karte ist in Abbildung 2.1.7 dargestellt und zeigt dass unter der Bedingung $\alpha_{eq} < \pi$ vollständige Ummagnetisierungen der ferromagnetischen Schicht, $\gamma=0 \rightarrow \gamma=\pi \rightarrow \gamma=0$, nur für Schichtdicken oberhalb einer kritischen Schichtdicke t_{AF}^{cr} möglich sind.

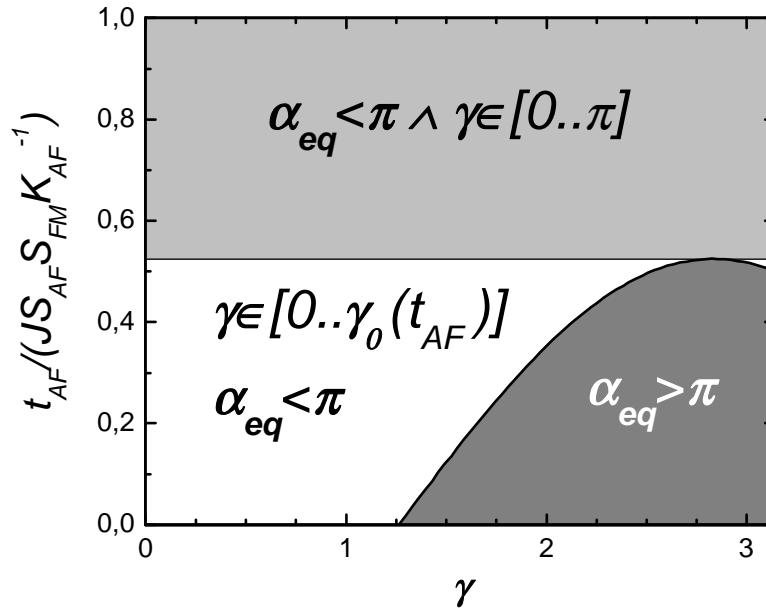


Abbildung 2.1.7 Darstellung der theoretisch denkbaren $\gamma-t_{AF}$ Kombinationen mit den resultierenden Gleichgewichtswinkeln α_{eq} . Exchange Bias Systeme benötigen eine vollständige Ummagnetisierung der ferromagnetischen Schicht. Deshalb sind nur Zustände im hellgrauen Bereich oberhalb t_{AF}^{cr} realisierbar, da jede andere Ummagnetisierung den verbotenen dunkelgrauen Bereich $\alpha_{eq} > \pi$ durchlaufen würde.

Hierbei ist diese mathematisch motivierte untere Schranke für t_{AF} auf einfache Weise aus Gleichung (2.3.7) ableitbar:

$$\begin{aligned}
 \pi &> \frac{\sin \gamma}{(2K_{AF}t_{AF} / JS_{AF}S_{FM}) + \cos \gamma} \\
 \Leftrightarrow t_{AF} &> \frac{\sin \gamma + \pi \cos \gamma}{2\pi K_{AF}} JS_{AF}S_{FM} =: t_{AF}^{\gamma}(\gamma) \\
 t_{AF}^{\gamma}(\gamma_{\max}) &= \max_{0 \leq \gamma \leq \pi} (t_{AF}^{\gamma}(\gamma)) \quad (2.3.8) \\
 \Rightarrow \gamma_{\max} &= \operatorname{arccot}(-\pi) \\
 \Rightarrow t_{AF} &> t_{AF}^{cr} = t_{AF}^{\gamma}(\gamma_{\max}) = \sqrt{\frac{1+\pi^2}{4\pi^2}} \frac{JS_{AF}S_{FM}}{K_{AF}}
 \end{aligned}$$

Offensichtlich liegt also die durch die Grenzbedingung $\alpha_{eq} < \pi$ definierte kleinstmögliche Dicke der antiferromagnetischen Schicht, bei der man noch einen Exchange Bias Effekt beobachten kann, bei $t_{AF}^{cr} \approx 0.52 \cdot JS_{AF}S_{FM} / K_{AF}$. In der physikalischen Praxis sind in hochanisotropen Systemen jedoch eher sehr kleine Gleichgewichtswinkel α_{eq} zu erwarten, so dass man für experimentell überprüfbare Systeme mit deutlich höheren kritischen antiferromagnetischen Schichtdicken rechnen muss und die aus dieser Abschätzung gewonnene Schichtdicke lediglich als untere Grenze betrachtet werden sollte.

2.2 Rauigkeit und Polykristallinität

Die phänomenologische Betrachtung von Exchange Bias Systemen, die in der Meiklejohn Bean-Formel ihren Ausdruck findet, führt deutlich die Wichtigkeit einer nicht verschwindenden Nettomagnetisierung an der ferromagnetisch-antiferromagnetischen Grenzfläche für das Vorhandensein des Exchange Bias-Effekts vor Augen. Allerdings liefert sie keine Erklärung für den Ursprung dieser Magnetisierung. Eine mögliche Quelle dieses zusätzlichen magnetischen Moments kann in der, in jedem experimentellem

System vorhandenen, Rauigkeit der Grenzfläche gesehen werden. Eine nähere theoretische Betrachtung dieses Themas, die eine gegenüber der Meiklejohn-Bean-Formel bessere quantitative Übereinstimmung der theoretischen Erwartungen mit den Messwerten liefert und auch Erklärungen für das Vorhandensein eines Exchange Bias Effekts in Systemen mit kompensierter antiferromagnetischer Grenzfläche liefert wurde 1987 von A. P. Malozemoff vorgestellt [Malo86].

Malozemoff betrachtet auf mikroskopischer Ebene ein Exchange Bias System, in dem eine nicht perfekt glatte Grenzfläche die kompensierte beziehungsweise unkompensierte antiferromagnetische Grenzschrift von der ferromagnetischen abgrenzt, wie es beispielhaft in Abbildung 2.2.1 zu sehen ist. Innerhalb seines Modells nimmt Malozemoff aufgrund der Rauigkeit der Grenzfläche einen zufälligen Charakter der Kopplung zwischen ferro- und antiferromagnetischer Grenzschrift an. Der Ursprung dieser Zufälligkeit ist in dem Zusammenspiel der Rauigkeit der Grenzfläche mit Strukturdefekten der beteiligten Subsysteme zu sehen. Eine derartig akzidentelle Austauschwechselwirkung lässt sich in Form von Zufallsfeldern darstellen, für die eine entsprechende Theorie für Ferromagnetika bereits 1975 von Yoseph Imry und Shang-keng Ma [Imry75] sowie einige Jahre später auch für verdünnte Antiferromagneten von Shmuel Fishman und Amnon Aharony [Fish79] vorgestellt wurde. Als Folge dieser Zufallsfelder entsteht dann durch ihre Beeinflussung der Grenzflächenspins eine unidirektionale Anisotropie, die die Ursache für die Verschiebung der Hystereseschleife liefert. Die aus diesem Modell resultierende Abschätzung des Exchange Bias ergibt sich dann als:

$$H_{EB} = \frac{2z}{\pi^2 M_{FM} t_{FM}} \sqrt{\frac{J K_{AF/FM}}{a}} \quad (2.4.1)$$

Hierbei steht H_{EB} für das Exchange Bias Feld, z für einen mit der Grenzflächenrauigkeit verknüpften Parameter, M_{FM} für die Magnetisierung des Ferromagneten, t_{FM} für die ferromagnetische Schichtdicke, J für die Kopplungskonstante, $K_{AF/FM}$ für die kleinere der beiden Anisotropiekonstante und a für die Gitterkonstante des in diesem Modell angenommenen kubischen Systems.

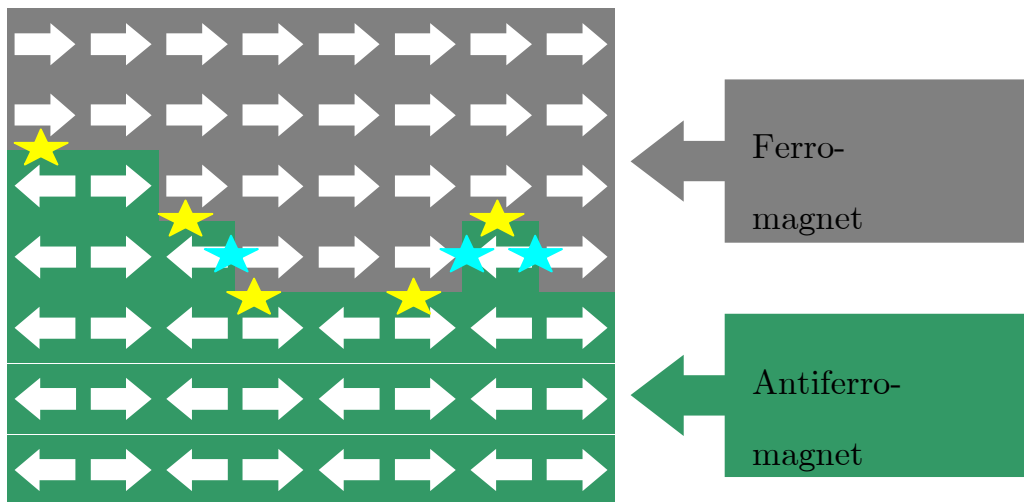


Abbildung 2.2.1 Raue Grenzfläche eines Exchange Bias Systems mit kompensierter antiferromagnetischer Grenzschicht. Frustrierte Bindungen sind durch gelbe (Kopplung parallel zur Grenzfläche) und blaue (Kopplung senkrecht zur Grenzfläche) Sterne markiert.

Das Malozemoff'sche Modell liefert aufgrund seiner Berücksichtigung der topographischen Situation der Grenzfläche zwischen Ferro- und Antiferromagnet bessere Übereinstimmungen mit den experimentellen Werten als die phänomenologische Betrachtung von Meiklejohn und Bean. Allerdings steckt, neben der Notwendigkeit einer hinreichenden Störstellenkonzentration an der Grenzfläche, eine Schwäche des Modells in seiner Beschränkung auf Einkristalle.

Ein Modell, welches polykristalline Exchange Bias Systeme berücksichtigt, wurde 1999 von M. D. Stiles und R. D. McMichael vorgestellt [Stil99]. In ihrem Modell beschreiben sie das Verhalten

von antiferromagnetischen Körnern an der Grenzfläche zum Ferromagneten. Freie antiferromagnetische Körner koppeln sowohl direkt als auch per Spin-Flop-Kopplung mit dem Moment der ferromagnetischen Grenzschicht. Die Drehung der ferromagnetischen Magnetisierung übt ein Drehmoment auf die Spins an der Grenzfläche der antiferromagnetischen Körner aus, wodurch im Antiferromagneten unvollständige Domänenwände ausgebildet werden, wie sie beispielhaft in Abbildung 2.2.2 zu sehen sind.

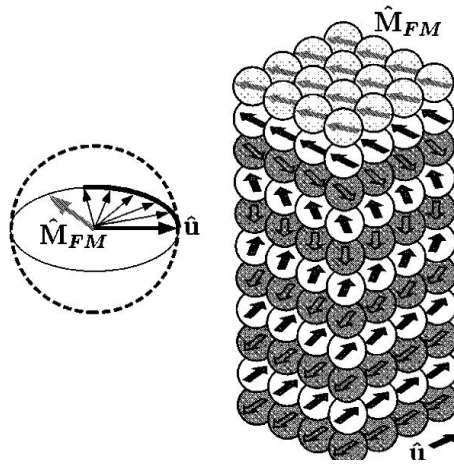


Abbildung 2.2.2 Konfiguration eines an eine ferromagnetische Schicht gekoppelten antiferromagnetischen Korns: Die weißen Kugeln repräsentieren die Atome der antiferromagnetischen Schicht, die die Grenzflächenordnung dominieren, die dunkelgrauen Atome stellen das andere antiferromagnetische Untergitter dar und die hellgrauen Kugeln stehen für die Atome der untersten Schicht des Ferromagneten mit der einheitlichen Magnetisierung \hat{M}_{FM} . In jeder Kugel gibt ein Pfeil die Richtung des atomaren magnetischen Moments an. Weit entfernt von der Zwischenschicht ordnet der Ferromagnet in Richtung der leichten Achse \hat{u} der Anisotropie des Antiferromagneten. Die Kopplung mit der ferromagnetischen Schicht hat also eine unvollständige Domänenwand aufgetrieben. Die Richtungen der antiferromagnetischen Spins in einem antiferromagnetischen Untergitter sind im links dargestellten Polardiagramm zu sehen [Stil99]

Auf der Basis dieser Annahmen gelingt es den Autoren neben verschiedenen physikalisch relevanten Eigenschaften wie der unidirektionalen Anisotropie und der hysteretischen Effekte, welche das Koerzitivfeld induzieren, die Konsequenzen für

drehmomentabhängige sowie ferromagnetische Resonanz Messungen zu berechnen. Trotz dieser weit reichenden Aussagen leidet auch dieses Modell unter gewissen Einschränkungen. So ist die Annahme unvollständiger Domänenwände, die sich in die Antiferromagnete hinein verdrillen, ebenso notwendig, wie das Postulieren eines kritischen Torsionswinkels, dessen Überschreiten zu einer Instabilität der antiferromagnetischen Ordnung führt.

2.3 Domänenzustand

Die Bedeutung antiferromagnetischer Domänen, insbesondere im Volumen, für das Wesen des Exchange Bias in Systemen mit starker einachsiger Anisotropie wird durch die als Domänenzustandsmodell bezeichnete Theorie von Ulrich Nowak und Klaus D. Usadel herausgestellt [Nowa01]. Wie sie anhand von Experimenten [Kell02], aber auch in Monte Carlo Simulationen [Nowa02] zeigen ist es möglich durch eine Variation der Verdünnung des Antiferromagneten, also das Besetzen einzelner Gitterplätze durch unmagnetische Atome oder Leerstellen, den Wert des Exchange Bias stark zu beeinflussen. Der Exchange Bias rührt demnach nicht von Unordnung oder Fehlstellen an der Grenzfläche her, sondern hat seinen Ursprung in einer veränderten Spinkonfiguration an der ferromagnetisch-antiferromagnetischen Zwischenschicht, die vom Domänenzustand im Volumen des Antiferromagneten gesteuert wird. Aufgrund seiner Entstehung während des Abkühlprozesses, während dem der Antiferromagnet in Kontakt mit dem gesättigten Ferromagneten steht und gleichzeitig einem magnetischen Feld ausgesetzt ist, trägt der Domänenzustand Magnetisierung. Die energetische Bevorzugung von nichtmagnetischen Atomen beziehungsweise Leerstellen als Bestandteil der Domänenwände führt

zu einer Abhängigkeit der Anzahl der Domänen von der Verdünnung des Antiferromagneten. Da jede Domäne einen Beitrag zur Überschussmagnetisierung liefert, die die Ursache des Exchange Bias darstellt, ist hierdurch die, auch experimentell überprüfte [Kell02], verdünnungsinduzierte Erhöhung des Exchange Bias Feldes erklärbar.

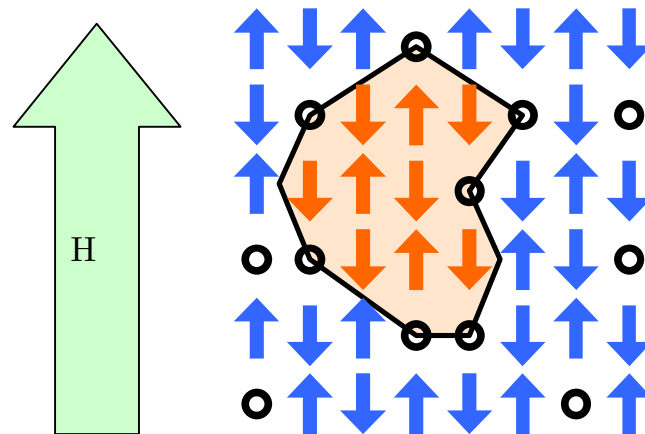


Abbildung 2.3.1 Schematische Darstellung des Imry-Ma-Arguments [Nowa02]. Die blauen beziehungsweise orangefarbenen Pfeile symbolisieren antiferromagnetische Spins in verschiedenen Domänen. Die schwarzen Ringe stehen für nichtmagnetische Fehlstellen, die schwarze Linie für eine Domänenwand.

Der Grund für die Erhöhung der Anzahl der Domänen mit steigender Verdünnung des Antiferromagneten kann in der Übertragung des so genannten Imry-Ma-Arguments [Nowa02] auf verdünnte Antiferromagneten gefunden werden. Ein statistisches Ungleichgewicht zwischen der Anzahl der Fehlstellen beziehungsweise nichtmagnetischen Atome in einem endlichen Bereich der beiden antiferromagnetischen Untergitter stellt die treibende Kraft für die Ausbildung der Domänen dar. Dieses Ungleichgewicht führt innerhalb dieses Bereichs zu einer Nettomagnetisierung, die an ein äußeres Feld koppelt. Somit kann

eine Spinumkehr innerhalb dieses Bereichs, also die Erzeugung einer Domäne, die Energie des Systems erniedrigen. Der unvermeidliche Energieaufwand für die Erzeugung der Domänenwände kann dadurch minimiert werden, dass die Domänenwände bevorzugt durch nichtmagnetische Defekte verlaufen. Auf diese Weise nehmen die Domänen hochgradig nicht triviale Formen an wie sie zum Beispiel in Abbildung 2.3.1 dargestellt sind.

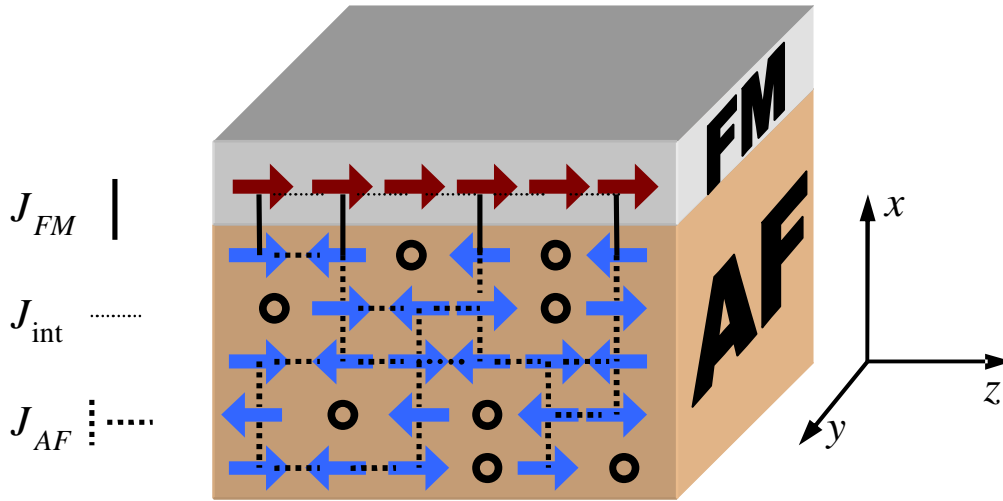


Abbildung 2.3.2 Skizze des Modells mit einer ferromagnetischen Monolage (FM) und fünf verdünnten antiferromagnetischen Schichten (AF) [Nowa02]. Die verschiedenen Wechselwirkungen sind durch Linien dargestellt.

Auf der Grundlage dieser Annahmen kommen die Autoren zu einem Hamiltonoperator \mathcal{H} , der ein Exchange Bias Systeme, wie es in Abbildung 2.3.2 zu sehen ist, beschreibt. Er lautet:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} = & \underbrace{-J_{FM} \sum_{\langle i,j \rangle \in FM} \underline{S}_i \cdot \underline{S}_j - \sum_{i \in FM} (d_z S_{iz}^2 + d_x S_{ix}^2 + \mu\mu_0 \underline{H} \cdot \underline{S}_i)}_{\text{ferromagnetischer Energieanteil}} \\
 & \underbrace{-J_{AFM} \sum_{\langle i,j \rangle \in AF} \varepsilon_i \varepsilon_j \sigma_i \sigma_j - \sum_{i \in AF} \mu\mu_0 H_z \varepsilon_i \sigma_i}_{\text{antiferromagnetischer Energieanteil}} \\
 & \underbrace{-J_{INT} \sum_{\langle i \in AF, j \in FM \rangle} \varepsilon_i \sigma_i S_{jz}}_{\text{Anteil der austauschgekoppelten Grenzschichten}}
 \end{aligned} \tag{2.5.1}$$

Hierbei stehen J_{FM} , J_{AF} und J_{int} für die ferromagnetische, die antiferromagnetische und die Zwischenschichtkopplungskonstante, während S_i und S_j ferromagnetische Spins repräsentieren und d_z für die Anisotropiekonstante entlang der leichten Achse des Ferromagneten steht. Die dipolare Wechselwirkung wird durch d_x angenähert, welches auch die Formanisotropie beinhaltet, wodurch eine bevorzugt in der y-z-Ebene liegende Magnetisierung beschrieben wird. σ_i beziehungsweise σ_j besitzen den Wert ± 1 und vertreten normalisierte Ising-Spin-Variablen mit dem atomaren Moment μ .

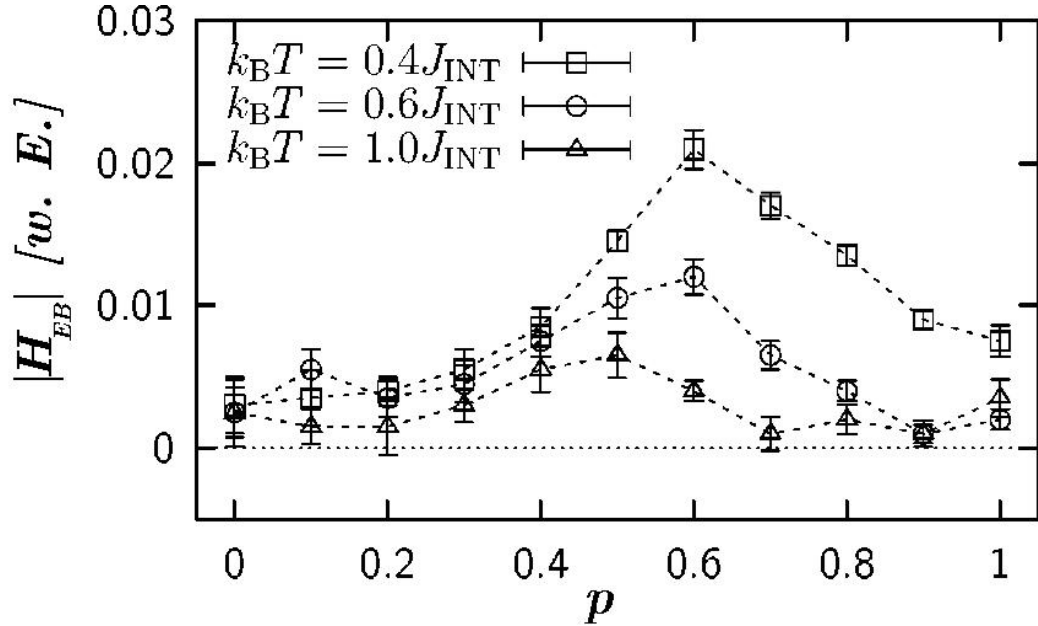


Abbildung 2.3.3 Exchange Bias Feld H_{EB} als Funktion der Verdünnung p des Antiferromagneten bei verschiedenen Temperaturen [Nowa02]

Hierbei steht μ für die magnetischen Momente von Ferro- beziehungsweise Antiferromagnet. Die von der Verdünnung bestimmten Variablen ε_i beziehungsweise ε_j tragen den Wert 0 oder 1, abhängig davon, ob der durch sie repräsentierte Ort ein magnetisches Moment trägt oder nicht.

Auf der Grundlage dieses Modells gelingt es den Autoren verschiedene Eigenschaften von Exchange Bias Systemen simulationstechnisch zu verifizieren. So wird beispielsweise die experimentell gefundene verdünnungsinduzierte starke Erhöhung des Exchange Bias [Kell02] durch die Anwendung des Domänenzustandsmodells bestätigt. Hierfür wird die Verdünnung p , also der Anteil an nichtmagnetischen Störstellen, im Volumenanteil des Antiferromagneten variiert, während die Verdünnung der Grenzschicht konstant gehalten wird. Das System wird im magnetischen Nullfeld gekühlt und die Ergebnisse für die Werte des Exchange Bias Feldes über acht verschiedene Defektkonfigurationen gemittelt. Das die Messungen [Kell02] bestätigende Ergebnis dieser Simulation ist in Abbildung 2.3.3 zu sehen.

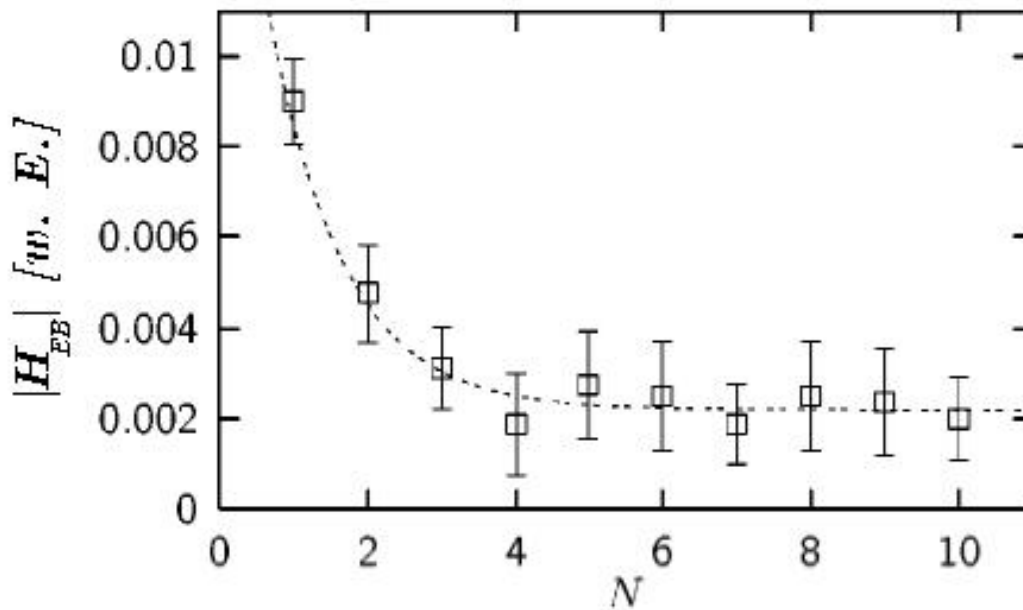


Abbildung 2.3.4 Training-Effekt: Abhängigkeit des Exchange Bias Feldes von der Anzahl der aufeinander folgenden Ummagnetisierungen N [Nowa02].

Eine andere Eigenschaft vieler Exchange Bias Systeme, der so genannte Trainings-Effekt, wird ebenfalls durch das

Domänenzustandsmodell beschrieben. Der Trainings-Effekt beschreibt die Eigenschaft solcher Anordnungen auf wiederholte Ummagnetisierungen mit einer allmählichen Reduzierung des Exchange Bias Feldes zu reagieren. Im Rahmen des betrachteten Modells wird dieser Vorgang als Verlust von antiferromagnetischer Überschussmagnetisierung infolge einer Veränderung des Domänenzustandes erklärt. Diese Neustrukturierung der Spinanordnung ist als Folge mehrmaliger Ummagnetisierungen zu verstehen. Die aus den Monte-Carlo-Simulationen resultierenden Ergebnisse für diesen Effekt sind in Abbildung 2.3.4 dargestellt.

3 Experimentelle Verfahren

Sowohl zur Präparation von Exchange Bias Dünnschichtsystemen, als auch zur Messung der verschiedenen in dieser Arbeit vorgestellten Proben waren unterschiedliche experimentelle Verfahren wie Molekularstrahlepitaxie, Röntgendiffraktometrie, Atomkraftmikroskopie, supraleitende Quanteninterferenz-Magnetometrie oder magnetooptische Kerr Effekt-Magnetometrie erforderlich. Diese Methoden sollen im Folgenden vorgestellt werden.

3.1 Molekularstrahlepitaxie

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen sind zum Teil extrem dünne Schichten mit Dicken im Bereich weniger Ångström notwendig. Solch dünne Schichten kann man hinreichend gut durch Verdampfen und anschließendes Abscheiden der verschiedenen verwendeten Materialien auf geeigneten Substraten realisieren.

Für die Herstellung der Proben wurde eine selbstkonfigurierte Molekularstrahlepitaxie-Anlage verwendet, in der die Probenmaterialien durch thermisches Verdampfen aus Knudsen-Zellen beziehungsweise einer Elektronenkanone zum Substrat transportiert und dort in Form von dünnen Schichten abgeschieden wurden. Die verschiedenen als Substrate verwendeten Einkristalle wurden über ein Schleusensystem in die Anlage eingebracht. Das Schleusensystem ermöglichte eine Beschickung der Kammer ohne ein Brechen des Vakuums erforderlich zu machen, so dass die Wachstumsprozesse typischerweise bei Basisdrücken im Bereich von 10^{-10} mbar durchgeführt werden konnten. Das Erzeugen solcher Ultrahochvakuumbedingungen bewerkstelligten neben zwei

Turbomolekularpumpen, die jeweils durch eine Boosterpumpe unterstützt wurden, eine Ionengetterpumpe sowie eine Titansublimations- und Kryopumpe. Die Druckmessung erfolgte für Drücke oberhalb von $5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ unter Verwendung mehrerer Allbereichsmessröhren. Für Drücke unterhalb $1 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ kamen zwei Bayard-Alpert-Vakuummeter zum Einsatz. Zur Kontrolle der Partialdrücke während des Wachstumsprozesses sowie zur Unterstützung bei gelegentlichen Lecksuchen standen zwei Quadrupolmassenspektrometer zur Verfügung.

Eine schematische Darstellung des Querschnitts durch die Kammer, in welcher das Probenwachstum stattfindet, ist in Abbildung 3.1.1 dargestellt. Im unteren Bereich sieht man die auf wasserdurchströmten Kühlfingern montierten Knudsen-Zellen beziehungsweise Elektronenkanonen, sowie die mittels einer Drehdurchführung verstellbare Blende zum Abschatten der Molekularstrahlen. Die Blende besteht aus einer kreisförmigen Metallscheibe, die an ihrer Kante eine Einkerbung besitzt, die einen Durchlass für einen der insgesamt vier verschiedenen Molekularstrahlen darstellt. Durch entsprechende Orientierung der Blende ist es somit möglich, zu jeder Zeit gezielt nur einem Strahl den Austritt aus dem unteren Kammerbereich zu erlauben und auf diese Weise die Schichtfolge der auf dem Substrat abgeschiedenen Schichten zu steuern. Auf ihrem Weg von der Verdampfereinheit zur Probe passieren die Moleküle beziehungsweise Atome der verdampften Materialien eine wassergekühlte ringförmige Kupferscheibe die als Aufnahme für die Schwingquarze des Schichtdickenmonitors dient. Der mit 300 mm im Vergleich zu anderen Molekularstrahlepitaxie-Anlagen relativ große Abstand zwischen Knudsen-Zellen beziehungsweise Elektronenkanonen und Substrat ermöglicht eine sehr gute Homogenität der aufgewachsenen

Schichtdicken [Kage99], so dass auf der typischen Fläche der in dieser Arbeit untersuchten Proben Abweichungen von der nominellen Schichtdicke deutlich unterhalb 1% liegen.

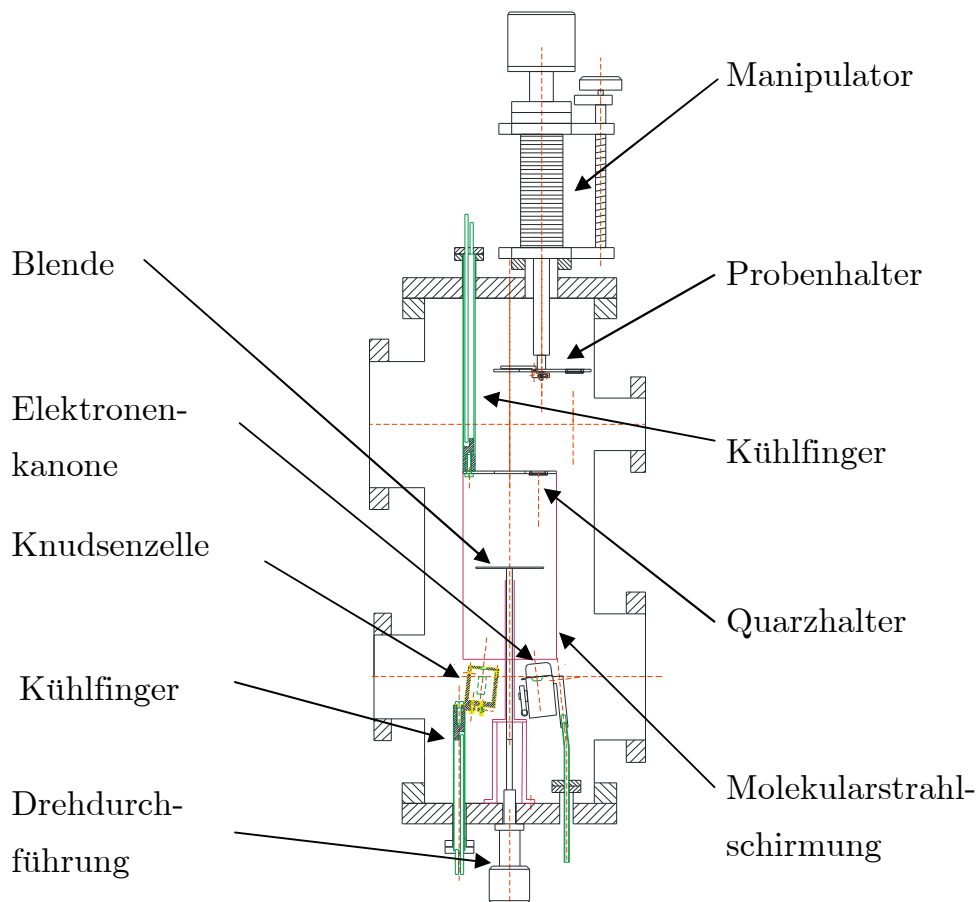


Abbildung 3.1.1 Schematischer Querschnitt durch die Wachstumskammer der Molekularstrahlepitaxieanlage

Im Rahmen der Herstellung verschiedener Proben kamen zwei unterschiedliche Probenhalter zum Einsatz. Der in Abbildung 3.1.1 dargestellte Halter ist eine Eigenkonstruktion, die an einem Manipulator mit zwei translatorischen und einem rotatorischem Freiheitsgrad montiert ist, so dass zum einen der Halter insgesamt in seiner vertikalen Position variabel ist und zum anderen die als

Bestandteil des Halters ausgeführte Probenheizung an die Probe angekoppelt werden kann. Zugleich ist es möglich über einen mittels Kupferlitze angekoppelten zusätzlichen Kühlfinger die Kupferelemente der Probenheizung zur Kühlung zu verwenden. Insgesamt ermöglicht dieser Probenhalter Substrattemperaturen von knapp oberhalb der Stickstoff-Siedetemperatur $T_D^N = 77,4\text{K}$ bis hin zu Temperaturen von cirka 1100K . Bei dem anderen Probenhalter, der verwendet wurde, handelt es sich um ein kommerzielles Produkt der Firma, Thermo Vacuum Generators, das auf einem Manipulator mit drei translatorischen sowie zwei rotatorischen Freiheitsgraden montiert ist und von der Seite in die Wachstumskammer eingefahren wird. Dieser Halter ist mit einer Elektronenstoßheizung versehen die bei einer Heizrate von bis zu 100K/s Temperaturen bis zu 1473K ermöglicht. Im Tieftemperaturbereich sind mithilfe einer Heliumkühlung Probentemperaturen bis hinunter zu 13K realisierbar.

Die Schichtdickenkontrolle während des Probenwachstums erfolgte durch eine selbst konstruierte Quarzwaage. Hierbei ist oberhalb einer jeden Knudsen-Zelle beziehungsweise Elektronenkanone jeweils ein Schwingquarz montiert, der eine Bestimmung der Dampfrate für jede einzelne Verdampfereinheit ermöglicht. Die Eichung der Quarzwaage geschieht mit einem in den Probenhalter integrierten Schwingquarz, der durch eine Drehbewegung zeitweise an die Stelle der Probe gebracht wird.

3.2 Abscheidung aus der Gasphase

Zur Herstellung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Exchange Bias-Systeme auf Basis von α -Mangansulfid ($\alpha\text{-MnS}$) wurden die benötigten α -Mangansulfideinkristalle in einem zweistufigen chemischen Prozess durch Abscheidung aus der Gasphase gewonnen.

Bei diesem, schematisch in Abbildung 3.2.1 dargestellten, Prozess wird Mangan und Schwefel gemeinsam mit Jod bei einem Startdruck von 10^{-5} mbar in eine Glasampulle eingeschlossen.

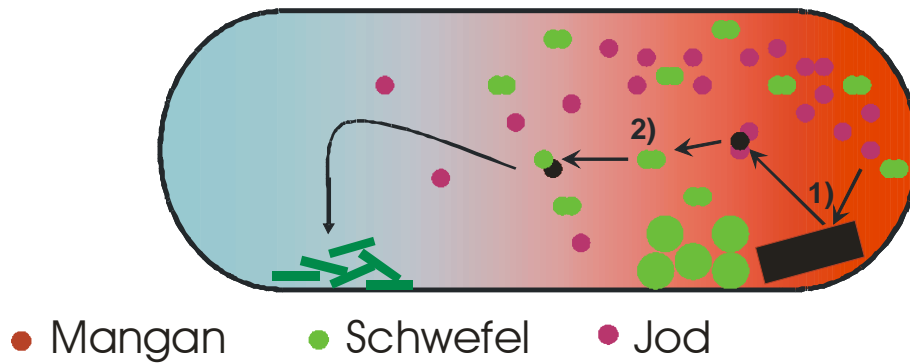
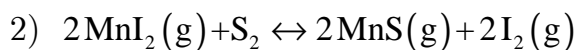
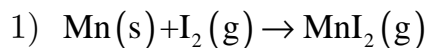


Abbildung 3.2.1 Anordnung zur Darstellung von α -MnS. Die durch 1) beziehungsweise 2) angedeuteten Vorgänge repräsentieren die im untenstehenden Text beschriebenen chemischen Reaktionen. Der farblich kodierte Hintergrund symbolisiert hohe beziehungsweise niedrige Temperaturen durch rote beziehungsweise blaue Farbgebung.

Die mithilfe eines Rohrofens bewerkstelligte Einstellung eines Temperaturgradienten gemäß Abbildung 3.2.2 in der Ampulle bewirkt die Sublimation von Jod und Schwefel, wodurch die folgenden chemischen Reaktionen ermöglicht werden [Wied69]:



Als Resultat der Reaktion von Manganjodid mit zweiatomigem Schwefel werden im kalten Bereich der Ampulle dünne einkristalline α -Mangansulfidplättchen aus der Gasphase abgeschieden [Wied69]. Die so gewonnenen Einkristalle dienen anschließend als antiferromagnetische Komponente in durch Molekularstrahlepitaxie hergestellten und im Kapitel 5.2 näher beschriebenen Exchange Bias-Systemen.

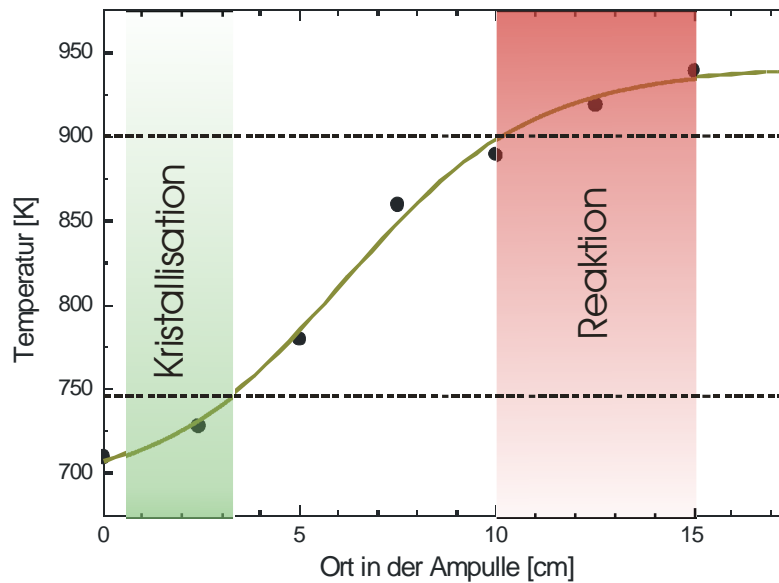


Abbildung 3.2.2 Temperaturgradient im Reaktionsgefäß mit den rot beziehungsweise grün dargestellten Bereichen in denen die oben erwähnten chemischen Reaktionen beziehungsweise die Kristallisation der α – Mangansulfideinkristalle möglich sind.

3.3 Röntgendiffraktometrie

Ein übliches Verfahren zur strukturellen Charakterisierung von epitaktisch gewachsenen Dünnschichtsystemen stellt die Röntgendiffraktometrie dar. Ist die in Gleichung (3.2.1) dargestellte sogenannte Bragg-Bedingung erfüllt, so erhält man aufgrund konstruktiver Interferenz zwischen den von der Probe reflektierten Strahlen ein lokales Maximum in der Auftragung der Intensität des reflektierten Lichts als Funktion des Einfallswinkels.

$$2d_{hkl} \cdot \sin \Theta = n \cdot \lambda \quad (3.2.1)$$

Hierbei steht d_{hkl} für die Gitterkonstante, Θ für den Winkel zwischen der Probenoberfläche und dem einfallenden beziehungsweise reflektiertem Strahl, n für die Ordnung des betrachteten Maximums

und λ für die Wellenlänge des verwendeten Lichts. Die Analyse der verschiedenen Maxima liefert Aufschluss über Schichtdicken, Rauigkeiten und insbesondere die Gitterkonstanten der betrachteten Materialien [Saho03].

Die Strukturen der in dieser Arbeit betrachteten Proben wurden mithilfe eines Röntgendiffraktometers vom Typ Philips PW 1730 in $\Theta-2\Theta$ Geometrie analysiert. Das Gerät, dessen Aufbau dem in Abbildung 3.3.1 dargestellten genügt, war mit einer Kupfer-Anode, sowie einem Graphitmonochromator ausgestattet.

Die zur Auswertung der Diffraktogramme verwendete Wellenlänge des Röntgenlichts ist eine gewichtete mittlere Wellenlänge der sehr nahe beieinander liegenden Röntgenlinien Cu-K_{α_1} und Cu-K_{α_2} und ergibt sich als $\lambda_{\text{Cu-K}_{\alpha}} = 1,54178 \text{ \AA}$. Neben der Cu-K_{α} Strahlung lassen sich auch noch Cu-K_{β} Reflexe, die einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Cu-K}_{\beta}} = 1,39 \text{ \AA}$ entsprechen, nachweisen.

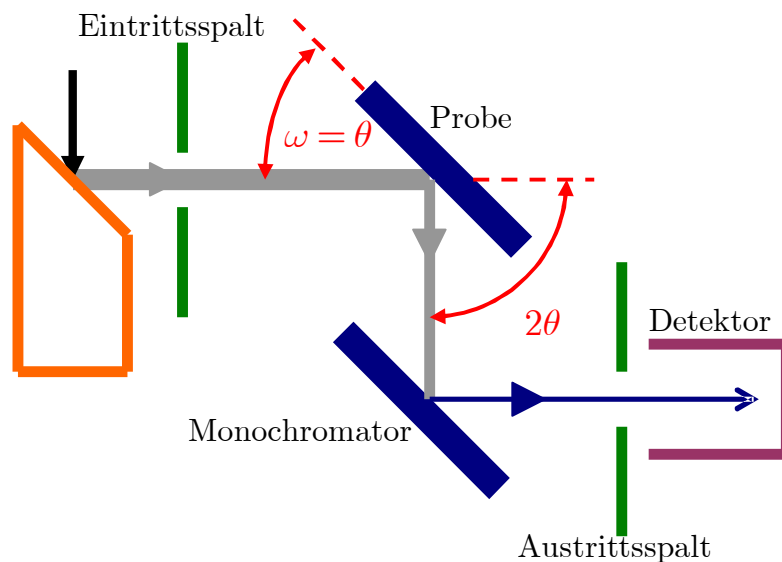


Abbildung 3.3.1 Zwei-Achsen-Diffraktometer

3.4 Rasterkraftmikroskopie

Eine weitere Methode zur strukturellen Untersuchung von Oberflächen findet sich in einem höchstauflösendem mikroskopischen Nahfeldverfahren namens Rasterkraftmikroskopie, welches im Gegensatz zu anderen Verfahren wie zum Beispiel der Rastertunnelmikroskopie auch die Untersuchung nicht leitender Proben ermöglicht. Das Prinzip der Rasterkraftmikroskopie beruht auf der Messung atomarer Kräfte zwischen einer an einem Federbalken befestigten Spitze und der Probenoberfläche. Die Spitze wird in geringem Abstand parallel zur Probenoberfläche bewegt, so dass die Probe auf diese Weise abgerastert wird [Lehn01]. Die Verbiegungen beziehungsweise Torsionen des Federbalkens werden, gemäß dem in Abbildung 3.4.1 dargestelltem Prinzip, mithilfe der Deflektionssignale eines auf die Rückseite des Federbalkens fokussierten Laserstrahls gemessen und geben Aufschluss über die auf den Balken wirkende Kraft.

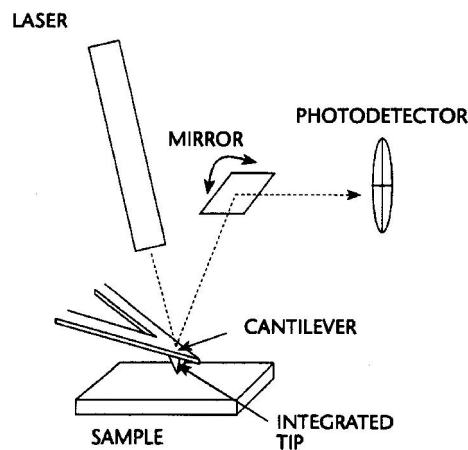


Abbildung 3.4.1 Prinzip der Rasterkraftmikroskopie: Ein Laserstrahl wird auf die Rückseite eines Federbalkens (Cantilever) fokussiert und sorgt so für, mit seiner Verbiegung korrelierten, Änderungen des mit dem Photodetektor gemessenen Deflektionssignals. [Topo95]

Auf diese Weise ist es möglich, Kräfte bis unterhalb von 10^{-13} N nachzuweisen. Da eine Vielzahl verschiedener Wechselwirkungen an

der Ermittlung dieser Kräfte beteiligt ist, nähert man die Wechselwirkung zwischen zwei Atomen durch ein Lennard-Jones-Potential $\phi(r)$, wie es in Gleichung (3.3.1) dargestellt ist. In dieser Darstellung steht d für den Abstand der Atome, während c_1 und c_2 zwei Konstanten darstellen und $F(r)$ die Kraft zwischen den Atomen repräsentiert.

$$\begin{aligned}\phi(r) &= \frac{c_1}{r^{12}} + \frac{c_2}{r^6} \\ \Rightarrow F(r) &= -\nabla\phi(r) = -12c_1 \cdot \left(\frac{1}{r^{13}} + \kappa \frac{1}{r^7} \right) \quad \text{mit } \kappa = \frac{c_2}{2c_1}\end{aligned}\tag{3.3.1}$$

Die sich aus diesem Potential ableitende Kraft zwischen Probe und Spitze setzt sich aus abstoßenden und anziehenden Anteilen zusammen. Das Resultat ist die Unterscheidung zweier Abstandsbereiche.

Beim Betrieb des Mikroskops im sogenannten Kontaktmodus, also im Bereich kleiner Abstände von wenigen Ångstrøm überwiegen die repulsiven Kraftkomponenten. Sie sind durch eine Überlappung der Elektronenaufenthaltsbereiche erklärbar, die aufgrund des Paulischen Ausschließungsprinzips zu einem starken Anstieg abstoßender Kräfte führt, und werden durch den $1/r^{13}$ -Term in Gleichung (3.3.1) widerspiegelt. Typischerweise liegt die Gesamtkraft im Kontaktmodus im Bereich von 10^{-7} bis 10^{-6} N. Somit sind also vertikale Bewegungen des Federbalkens im Å-Bereich messbar.

Der Betrieb des Rasterkraftmikroskops im Bereich größerer Abstände zwischen einigen zehn und hundert Ångstrøm wird als Nicht-Kontaktmodus bezeichnet. Die interatomaren Kräfte zwischen Spitze und Probe sind hier attraktiver Natur und können als Folge der langreichweitigen Van-der-Waals-Wechselwirkung betrachtet werden. Mit circa 10^{-12} N ist die Gesamtkraft im Nicht-Kontakt-Modus deutlich niedriger als im Kontaktmodus [Lehn01]. Zur Messung der hieraus resultierenden extrem kleinen Einflüsse der Kräfte auf den

Federbalken versetzt man diesen in Schwingungen im Bereich seiner Resonanzfrequenz, welche typischerweise bei ungefähr 100 kHz liegt, mit einer Amplitude von einigen Nanometern. Die Veränderung der Resonanzfrequenz lässt dann Rückschlüsse auf den Gradienten der Kraft auf den Federbalken zu.

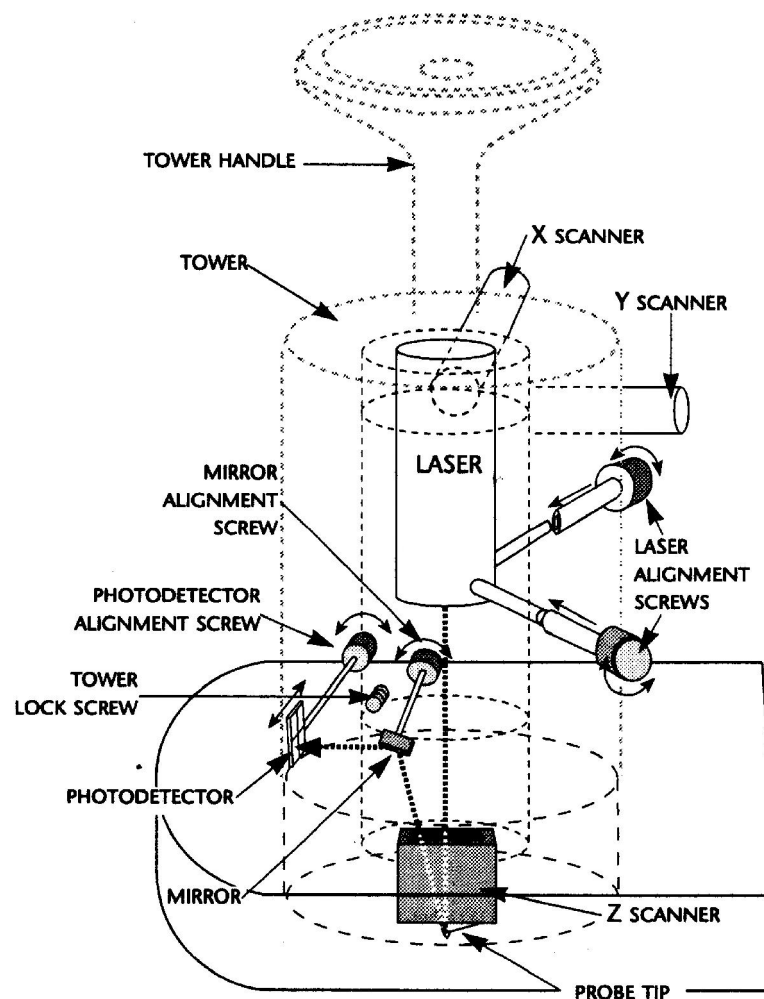


Abbildung 3.4.2 Schematische Darstellung des verwendeten Rasterkraftmikroskops [Topo95]

Obwohl Messungen im Nicht-Kontaktmodus eine ähnliche vertikale Auflösung wie im Kontaktmodus besitzen werden sie seltener durchgeführt. Der Grund hierfür liegt neben ihrer hohen Anfälligkeit für von außen auf das System einwirkende Vibrationen auch in ihrer Sensitivität für einen, in Normalatmosphäre immer auf der

Probenoberfläche vorhandenen, Wasserfilm, was einen höheren Aufwand für den Messvorgang erforderlich macht.

Die in dieser Arbeit dargestellten rasterkraftmikroskopischen Aufnahmen wurden deshalb im Kontaktmodus durchgeführt. Für die Messungen wurde ein kommerzielles Rasterkraftmikroskop vom Typ, Topometrix™ Explorer, verwendet. Eine schematische Darstellung des Mikroskops ist in Abbildung 3.4.2 zu sehen.

3.5 Quanteninterferenzmagnetometrie

Die Quanteninterferenzmagnetometrie stellt ein Verfahren zur Messung kleinster magnetischer Feldstärken bis herunter zu 10^{-14} T dar. Die hierfür verwendeten Geräte bezeichnet man als **S**uperconducting **Q**uantum **I**nterference **D**eVICES oder kurz SQUIDs. Üblicherweise werden SQUIDs, aufgrund der verwendeten konventionellen Supraleiter wie zum Beispiel Niob, bei Temperaturen im Flüssig-Helium-Bereich betrieben. Seit der Entdeckung von Hochtemperatursupraleitern wie zum Beispiel YBaCu_3O_7 sind jedoch auch SQUIDs, deren Betrieb bei Flüssig-Stickstoff-Temperaturen möglich ist, realisiert worden.

Das grundlegende Funktionsprinzip von SQUIDs beruht auf einem supraleitenden Stromkreis, der von einer Tunnelbarriere, einem so genannten Josephson-Kontakt oder Weak-Link unterbrochen ist. Dieser Kontakt wird gelegentlich durch eine rund 100Å dicke Metallschicht, üblicherweise jedoch durch eine circa $10\text{-}20\text{Å}$ dünne Oxidbarriere, meistens aus Al_2O_3 , realisiert.

Für die in dieser Arbeit präsentierten Messungen wurde ein so genanntes Radio-Frequenz-SQUID oder kurz RF-SQUID der Firma, Quantum Design, vom Typ MPMS-5S verwendet. Der prinzipielle Aufbau eines solchen RF-SQUIDs genügt dem in Abbildung 3.5.1 dargestellten Schema.

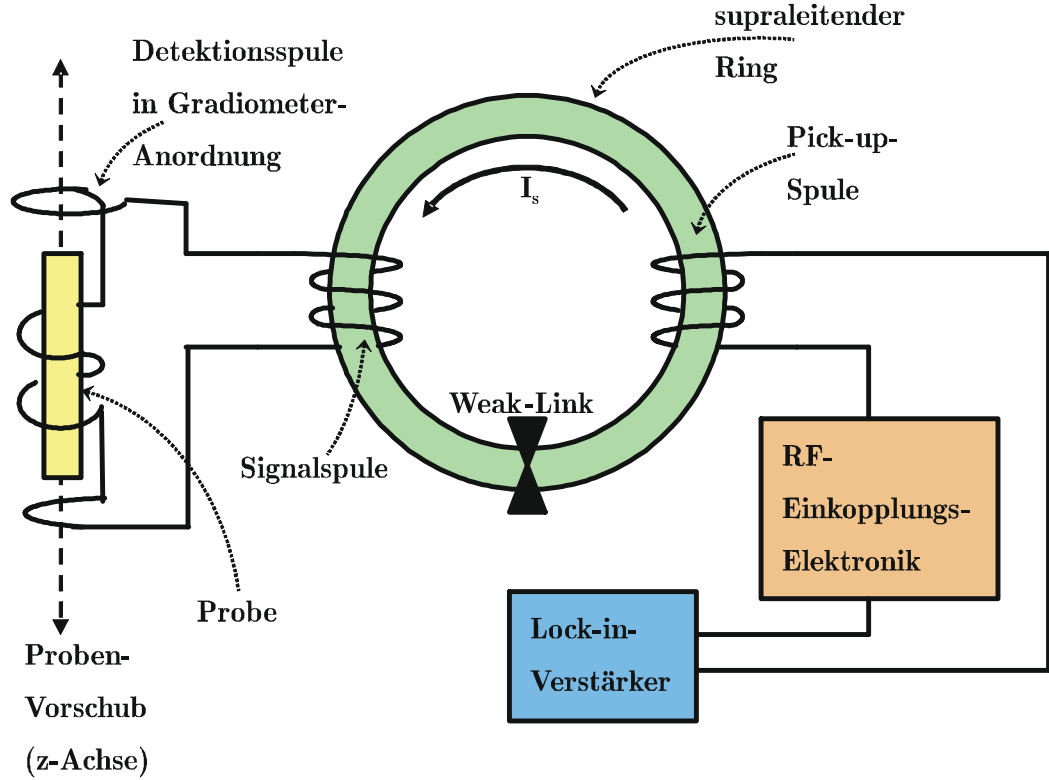


Abbildung 3.5.1 Schema eines Radiofrequenz-SQUIDs

Hierbei befindet sich die Probe in der so genannten Detektionsspule, die zur Minimierung der Einflüsse äusserer Magnetfelder in gradiometrischer Anordnung gewickelt ist. Zur Ermittlung des magnetischen Moments der Probe wird diese in Richtung der z-Achse verschoben, wodurch in der Detektionsspule ein Strom induziert wird. Dieser Strom erzeugt nun seinerseits mithilfe der Signalspule einen magnetischen Fluss Φ_{Signal} , der, vermittelt durch den supraleitenden Ring, wiederum einen Strom in der Pick-up-Spule induziert. Durch Überlagerung mit dem durch die RF-Einkopplungs-Elektronik in der Pick-up-Spule erzeugten hochfrequenten magnetischen Fluss Φ_{RF} herrscht im supraleitenden Ring somit der magnetische Fluss $\Phi_{Pick-up}$.

$$\Phi_{Pick-up} = \Phi_{Signal} + \overbrace{\hat{\Phi}_{RF} \sin(\omega_0 t)}^{:=\Phi_{RF}} \quad (3.4.1)$$

Dieser Fluss ist aufgrund seiner Vermittlung durch den supraleitenden Ring quantisiert in Einheiten des magnetischen Flussquants $\Phi_0 = \frac{h}{e} \approx 2,07 \cdot 10^{-15} \text{Tm}^2$.

Durch den am Josephson-Kontakt stattfindenden Tunneleffekt wird der kritische Strom im Supraleiter stark vermindert. Aus diesem Grund können kleine Änderungen des Signal-Spulen-Flusses ausreichend sein, um den Ring in einen neuen eindeutig definierten Zustand zu bringen.

Die Regelung des eingekoppelten hochfrequenten Flusses Φ_{RF} in einer Art und Weise, dass das Summensignal $\Phi_{Pick-up}$ sich in der Nähe einer der in Abbildung 3.5.2 dargestellten Stufen befindet, bringt das Gesamtsystem in einen Zustand, in dem eine minimale Änderung des Flusses durch die Signal-Spule Φ_{Signal} eine signifikante Änderung des Pick-up-Spulenflusses zur Folge hat. Durch dieses Vorgehen ist es also möglich, kleinste Änderungen des magnetischen Momentes der Probe mithilfe eines Lock-In-Verstärkers zuverlässig zu detektieren.

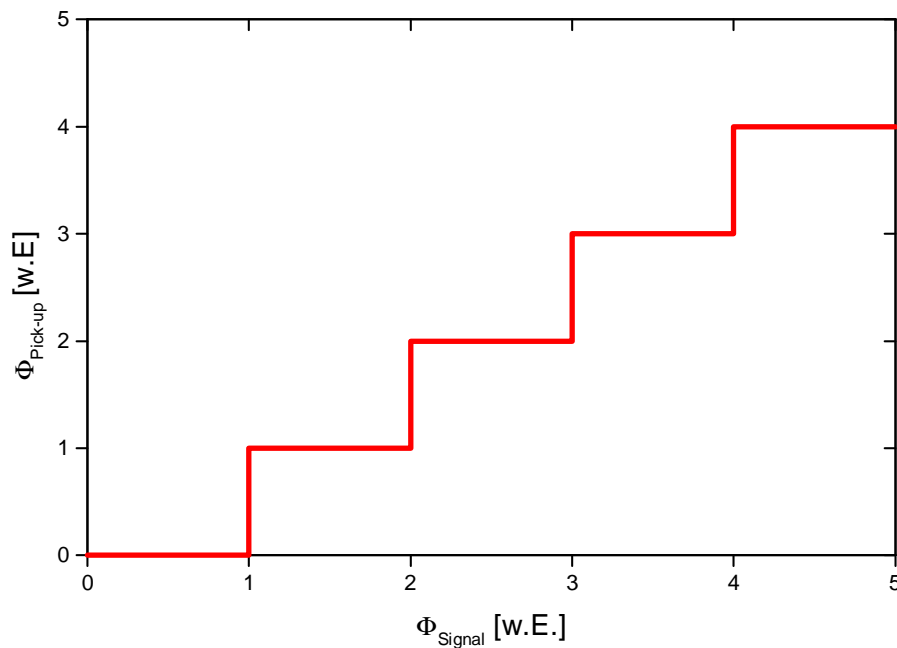


Abbildung 3.5.2 Schematische Darstellung des Flusses durch die Pick-up-Spule als Funktion des Flusses durch die Signalspule

Das verwendete SQUID-Magnetometer ist in der Lage entlang der in Abbildung 3.5.1 definierten z-Achse Magnetfelder bis zu 5T in positiver wie in negativer Orientierung aufzubauen. Hierzu werden heliumgekühlte supraleitende Spulen verwendet, die zusammen mit dem restlichen System in einem 56l flüssiges Helium fassenden Dewar-Gefäß untergebracht sind.

Je nach Anforderungen an den Messprozess wurden für die verschiedenen Proben, die im Rahmen dieser Arbeit besprochen werden, verschiedene Probenhalter für die Messungen im SQUID verwendet. Gemeinsam ist allen Probenhaltern, dass sie aus einem circa 270 mm langen Hohlzylinder bestehen, dessen Längsachse parallel zur in Abbildung 3.5.1 definierten z-Achse liegt und in dessen Mitte sich die zu messende Probe befindet, wobei Material und Innenleben des Zylinders sich je nach Anwendungszweck unterscheiden. So werden für Messungen der senkrecht zur Probenoberfläche stehenden Komponenten des magnetischen Moments einer Probe so genannte Stempelprobenhalter verwendet. Diese bestehen aus zwei Zylindern, deren Durchmesser geringfügig kleiner als der Durchmesser des zuvor erwähnten Zylinders ist und die in diesen eingeführt werden. Da diese Zylinder entweder massiv sind oder verschlossene Enden aufweisen, sind sie dazu geeignet eine Probe in der Mitte des Halters zu fixieren. Je nach den Erfordernissen der speziellen Messung kamen verschiedene Varianten dieser inneren Zylinder zum Einsatz, die beispielsweise das Anlegen elektrischer Felder während der Messung ermöglichten. Für Messungen weiterer Komponenten des magnetischen Moments der Probe wurde ein so genannter Rotatorhalter verwendet. Bei diesem Halter ist die Probe auf einem, um eine zur z-Achse senkrechte Achse, drehbaren Untergrund fixiert. Die Konstruktion des Halters ermöglicht es somit die Probe im eingebauten Zustand und sogar

während der Messung im angelegten Magnetfeld zu drehen und somit die Sensitivität des SQUIDs für andere Komponenten als die senkrechte zu nutzen.

4 Analysmethoden für austauschverschobene Hysteresen

Misst man das magnetische Moment beziehungsweise die Magnetisierung eines typischen Exchange Bias-Systems als Funktion des angelegten magnetischen Feldes so erhält man als Ergebnis so genannte magnetische Hystereseschleifen. Im idealen Fall sollten diese keine Verschiebung entlang der Achse der Magnetisierung aufweisen, in eine wohl definierte Sättigungsmagnetisierung laufen sowie hinreichend grosse Werte für den Exchange Bias aufweisen, so dass eine Bestimmung der Verschiebung unmittelbar möglich ist. In der Realität erreicht man jedoch diesen Zustand eher selten, so dass zur Ermittlung der Exchange Bias Werte realer Messkurven verschiedene Analysemethoden zur Anwendung kommen.

4.1 Mittelwertbildung

Die wohl direkteste Methode zur Bestimmung des Wertes des Exchange Bias besteht in der Bildung des arithmetischen Mittels der magnetischen Felder an beiden Nullstellen der Hystereseschleife. Diese Methode nutzt direkt die Definition des Exchange Bias und ist deshalb unmittelbar einleuchtend. Die Anwendung auf reale Messergebnisse wie sie beispielsweise eine SQUID-Messung liefert macht jedoch eine Vorbehandlung der Daten notwendig.

So sind die Daten aufgrund des Paramagnetismus des verwendeten Probenhalters prinzipiell mit einem linearen Untergrund behaftet, der eine Sättigung innerhalb des Messbereichs unsichtbar macht, wie in Abbildung 4.1.1 zu sehen ist. Glücklicherweise ist dieser Untergrund in den meisten Fällen sehr einfach korrigierbar indem

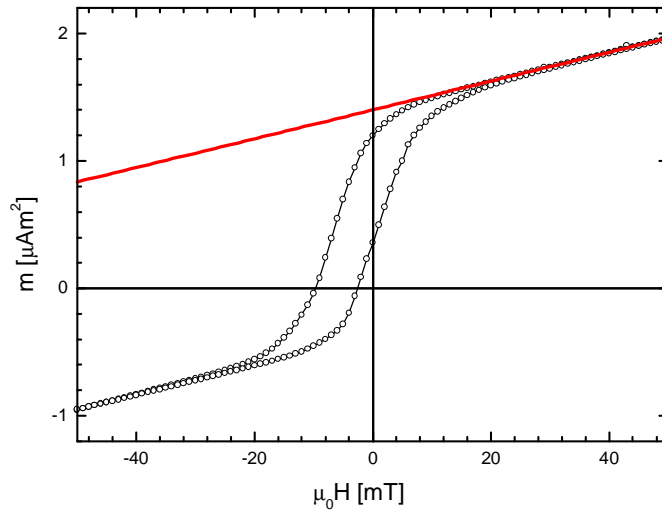


Abbildung 4.1.1 Exemplarische Rohdaten einer SQUID-Messung am Exchange Bias-System $Fe_{0,6}Zn_{0,4}F_2(110)/Fe$

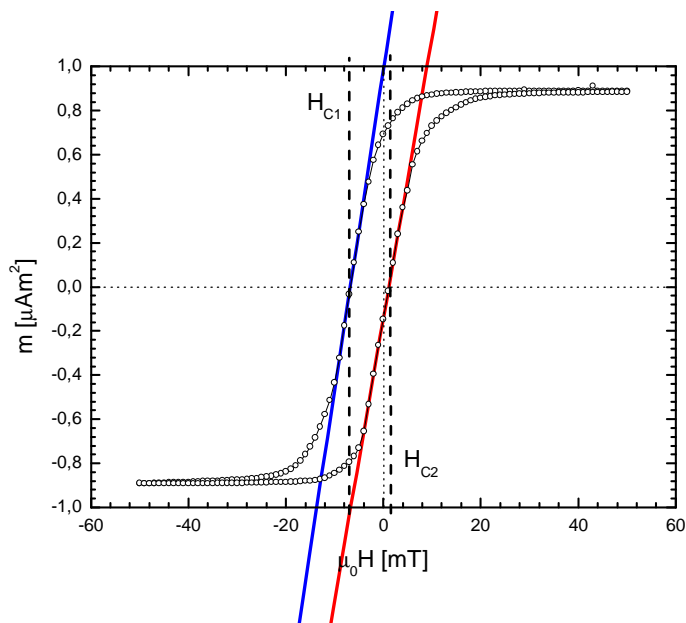


Abbildung 4.1.2 Untergrundkorrigierte Version der Rohdaten aus **Abbildung 4.1.1** mit linearen Regressionen (blaue und rote Linie) zur Ermittlung der Koerzitivfelder H_{C1} und H_{C2} (gestrichelte schwarze Linien)

man das betrachtete System so weit in den Bereich der ferromagnetischen Sättigung hinein treibt, dass eine lineare Regression der Daten aus diesem Gebiet möglich ist.

Ein weiteres Problem ergibt sich aus der Steilheit der Daten im Bereich der Nullstellen. Diese sorgt dafür, dass just an den Stellen, an denen eine besonders hohe Datendichte entlang der Magnetisierungsachse wünschenswert wäre, diese typischerweise besonders niedrig ist, so dass auch hier eine lineare Regression der nullstellennahen Daten zur Ermittlung des exakten Nulldurchgangs erforderlich ist. Dieses ist in Abbildung 4.1.2 zu sehen.

Offensichtlich ist also diese direkte Methode, neben dem Vorteil ihrer Allgemeingültigkeit und unmittelbaren Verknüpfung mit der Definition des Exchange Bias-Feldes zugleich mit einigen Problemen behaftet, da man im Zuge der Auswertung gleich zwei jeweils fehlerbehaftete lineare Regressionen durchführen muss und zugleich viele Messpunkte gar nicht erst in die Auswertung eingehen. Dieses wiegt umso schwerer, als bei einem langsamen magnetometrischen Verfahren, wie der SQUID-Magnetometrie, ohnehin nur relativ wenige Datenpunkte zur Verfügung stehen.

4.2 Differenzmethode

Die Probleme der direkten Bestimmung des Exchange Bias-Feldes insbesondere bei kleinen Verschiebungswerten, lässt nach anderen Methoden Ausschau halten. Eine sehr elegante Möglichkeit ist die so genannte Differenzmethode. Bei dieser Analysetechnik teilt man den Datensatz der magnetischen Hysteresekurve $m(H)$ in zwei Teilsätze auf, wobei ein Teilsatz $m_{down}(H)$ die Magnetisierungswerte für Messungen auf dem Weg von positiven zu negativen Feldern, also den Abwärts-Ast, beinhaltet, während der andere Satz $m_{up}(H)$ die Daten für den umgekehrten Weg, den Aufwärts-Ast, beinhaltet. Die so erhaltenen Teilsätze subtrahiert man von einander und erhält, bei entsprechenden Rohdaten, als Ergebnis eine Kurve,

$$\Delta m(H) := m_{down}(H) - m_{up}(H), \quad (4.2.1)$$

die eine Achssymmetrie um den Wert des Exchange Bias-Feldes aufweist und exemplarisch in Abbildung 4.2.1 zu sehen ist. Somit kann man durch eine Analyse dieser Symmetrie, die in den meisten Fällen durch das numerische Anpassen einer Lorentzkurve bewerkstelligt werden kann, direkt den Exchange Bias-Wert ermitteln.

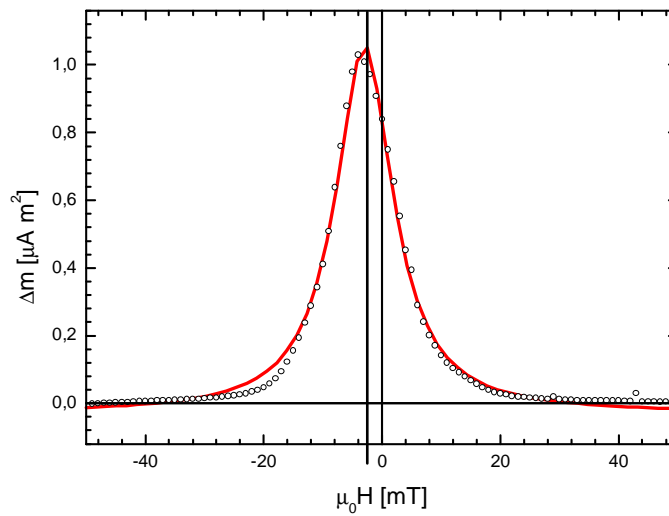


Abbildung 4.2.1 Differenzkurve der Daten aus Abbildung 4.1.1 mit angepasster Lorentzkurve (rote Kurve) zur Ermittlung des Exchange Bias-Feldes (dicke schwarze Linie)

Ein großer Vorteil dieser Methode ist ihre Unabhängigkeit vom Untergrund des Messsignals. So ist es zum Beispiel irrelevant, ob die Messwerte mit einem linearen oder nichtlinearen Untergrundsignal behaftet oder sogar entlang der Magnetisierungsachse verschoben sind. Die einzige Forderung, die die Differenzmethode an den Untergrund stellt ist seine Hysteresefreiheit, was üblicherweise leicht zu bewerkstelligen ist.

Ein Nachteil dieser Methode ist jedoch ihre Abhängigkeit von der Symmetrie der Messkurve, die keinesfalls bei jedem Exchange Bias System vorausgesetzt werden darf. Jedoch gibt es genügend

Beispielsysteme, auf die die Differenzmethode sehr gut anwendbar ist.

4.3 Faltungsanalyse

In einigen Fällen wie zum Beispiel der Betrachtung der so genannten direkten elektrischen Steuerung des Exchange Bias ist weniger der absolute Wert des Exchange Bias als vielmehr seine Änderung von Interesse. Aus diesem Grund ist eine kurze Erläuterung der hierfür besonders geeigneten Faltungsanalyse angebracht. Diese Methode baut auf der zuvor beschriebenen Differenzmethode auf und erlaubt, unter bestimmten Voraussetzungen sowie unter Verzicht auf eine Bestimmung des absoluten Wertes des Exchange Bias eine extrem genaue Bestimmung der Änderung des Exchange Bias zwischen verschiedenen Messungen.

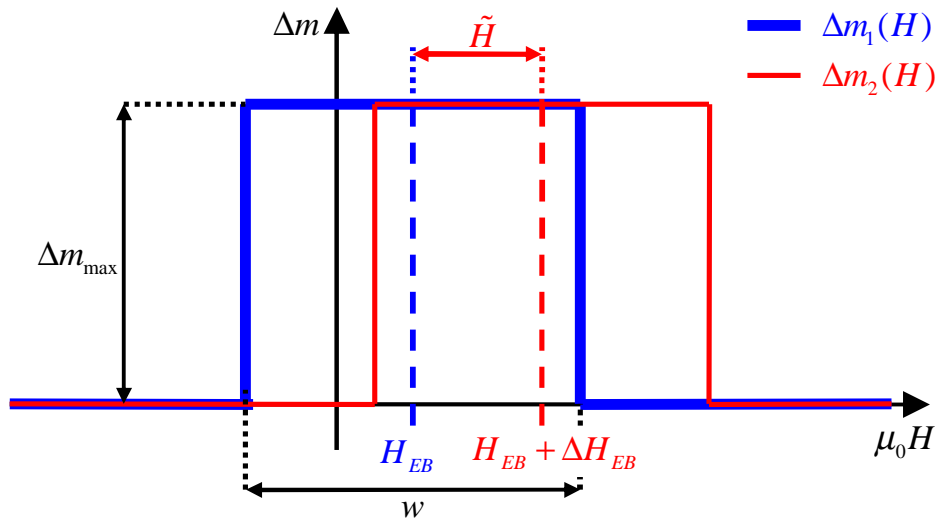


Abbildung 4.3.1 Schematische Darstellung der Differenzkurven (rote und blaue durchgezogene Linien) zweier gleichartiger Hysteresen, die sich lediglich in ihren Exchange Bias-Feldern H_{EB}^1 und H_{EB}^2 (rote und blaue gestrichelte Linien) um ΔH_{EB} unterscheiden

Die Grundidee bei der Faltungsanalyse ist die schrittweise Überlagerung zweier gemäß Gleichung (4.2.1) definierter geringfügig

gegeneinander verschobener Differenzkurven Δm_1 und Δm_2 , die zwei gleichartigen annähernd rechteckförmigen Hysteresen, die sich lediglich in leicht verschiedenen Werten ihres Exchange Bias unterscheiden, zugeordnet werden können. Hierbei werden Δm_1 und Δm_2 als Funktionen des angelegten Magnetfeldes betrachtet. Verschiebt man nun die Differenzkurve $\Delta m_2(H + \tilde{H})$ durch Variation des gedachten Feldes \tilde{H} entlang der Achse des angelegten Feldes H , so ergibt sich als eine mögliche Position der Differenzkurve die vollständige Überlagerung der Kurve Δm_2 mit der Kurve Δm_1 . Diese Situation entspricht aber gerade einer Verschiebung der durch Δm_2 repräsentierten Hysterese um ein Feld, welches dem Unterschied des Exchange Bias beider betrachteter Hysteresen gleichkommt. Betrachtet man nun das Faltungsintegral

$$f(\tilde{H}) = (\Delta m_1 * \Delta m_2)(\tilde{H}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta m_1(H) \cdot \Delta m_2(H - \tilde{H}) dH \quad (4.3.1)$$

der beiden Differenzkurven Δm_1 und Δm_2 als Funktion von \tilde{H} so erhält man gerade für diese Verschiebung das Maximum dieses Integrals. Offensichtlich entspricht also an der Stelle des Maximums von $f(\tilde{H})$ das virtuelle Feld \tilde{H} gerade dem Unterschied ΔH_{EB} der Exchange Bias-Felder der betrachteten Hysteresen, so dass gilt:

$$\tilde{H} \Big|_{f(\tilde{H})=\max(f(\tilde{H}))} = H_{EB}^1 - H_{EB}^2 = \Delta H_{EB} \quad (4.3.2)$$

Hierbei ist der Wert des Maximums von $f(\tilde{H})$ gegeben durch

$$\max(f(\tilde{H})) = \Delta m_{\max}^2 \cdot w, \quad (4.3.3)$$

wobei wie in Abbildung 4.3.1 dargestellt Δm_{\max} für die Höhe des idealerweise rechteckförmigen Bereichs der Kurve Δm_1 beziehungsweise Δm_2 und w für deren Breite stehen.

Die Faltungsanalyse erlaubt eine sehr genaue Bestimmung des Unterschiedes des Exchange Bias zwischen zwei gleichartigen

Hysteresen ohne dass hierfür eine genaue Kenntnis des absoluten Wertes des Exchange Bias nötig wäre. Obwohl eine hinreichend gute Punktsymmetrie der Hysteresen um ihren jeweiligen Exchange Bias-Wert, sowie eine sehr hohe Steilheit der Hystereskurven im Bereich ihrer Koerzitivfeldstärken Voraussetzungen für eine erfolgreiche Anwendung dieser Form der Datenauswertung sind, stellt die Faltungsanalyse ein wichtiges Instrument zur Untersuchung des Einflusses verschiedener extrinsischer Kontrollparameter auf ausgesuchte Exchange Bias-Systeme dar. Zum einen liegt dieses darin begründet, dass insbesondere bei senkrecht anisotropen Systemen eine hinreichende Steilheit der Hysterese flanken in der Regel gegeben ist, zum anderen daran, dass gerade in der Anfangsphase der Untersuchungen zu einer neuen Art der Exchange Bias-Steuerung oftmals mit sehr kleinen Effekten gearbeitet werden muss. Die Faltungsanalyse stellt insgesamt also ein wichtiges Werkzeug zur ersten Auswertung der Messergebnisse von neuartigen Exchange Bias-Anordnungen dar.

5 Kontrollmechanismen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Steuerbarkeit des Exchange Bias durch verschiedene extrinsische Parameter an unterschiedlichen Dünnschichtsystemen nachgewiesen. Deshalb folgt an dieser Stelle eine Beschreibung der einzelnen Systeme, sowie der an ihnen gefundenen Ergebnisse.

5.1 Temperaturkontrolle und verdünnungsinduzierte Überhöhung der Blocking-Temperatur

5.1.1 Charakterisierung der Proben

Eisenfluorid ist ein Antiferromagnet, der mit den Gitterkonstanten $a = b = 4,697 \text{ \AA}$ und $c = 3,309 \text{ \AA}$ in Rutilstruktur kondensiert [Weas82]. Die antiferromagnetische Ordnung ist durch eine Néel-Temperatur von $78,35 \text{ K}$ gekennzeichnet [Land50] und genügt der Darstellung in Abbildung 5.1.1. Die atomaren magnetischen Momente liegen in der (110)-Ebene [Nogu99b] und sorgen so für eine starke uniaxiale Anisotropie parallel zur c-Achse. Eine durch Beimischung von Zinkfluorid verdünnte Variante dieses Systems stellt das hier verwendete Eisenzinkfluorid dar. Dieser Mischkristall weist ebenfalls Rutilstruktur auf.

Die kritische Temperatur des Mischkristalls korreliert direkt mit den Konzentrationsverhältnissen von Eisen und Zink [Padu94]. Somit ist eine Bestimmung der Zink- beziehungsweise Eisenkonzentration über eine Messung der Néel-Temperatur des Einkristalls möglich. Zu diesem Zweck wird eine der auch für die späteren Messreihen verwendeten $\text{Fe}_x\text{Zn}_{1-x}\text{F}_2 / \text{Fe}$ -Heterostrukturen bezüglich ihres

magnetischen Momentes als Funktion der Temperatur SQUID-magnetometrisch vermessen.

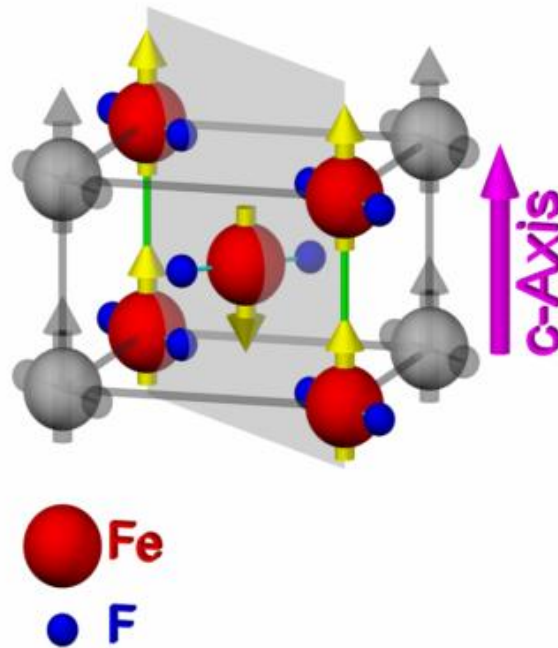


Abbildung 5.1.1 FeF_2 Kristall mit Darstellung der atomaren magnetischen Momente (Pfeile). Die in der grau dargestellten (110) Ebene liegenden Momente beziehungsweise Atome sind farblich hervorgehoben.

Die Curie-Temperatur von Eisen liegt, mit 1043 K [Blun01] deutlich höher als die Néel-Temperatur von Eisenfluorid. Dementsprechend bleibt das magnetische Moment der Eischicht im gesamten untersuchten Bereich nahezu konstant. Der temperaturbezogene Verlauf des magnetischen Moments, der durch einen monotonen Anstieg bis zu einem Maximalwert gekennzeichnet ist, spiegelt also die Temperaturabhängigkeit der parallelen Suszeptibilität des antiferromagnetischen Einkristalls wider. Durch die in Abbildung 5.1.2 dargestellte zweifache Differentiation der Kurve kann somit offensichtlich die Néeltemperatur des Antiferromagneten zu $T_N = 46,9\text{ K}$ ermittelt werden. Der Vergleich dieses Wertes mit einer

Interpolation verschiedener Werte aus der Literatur [Padu94][Bine95][Kitt99], wie in Abbildung 5.1.2 dargestellt, identifiziert den verwendeten Einkristall als $Fe_{0.6}Zn_{0.4}F_2$.

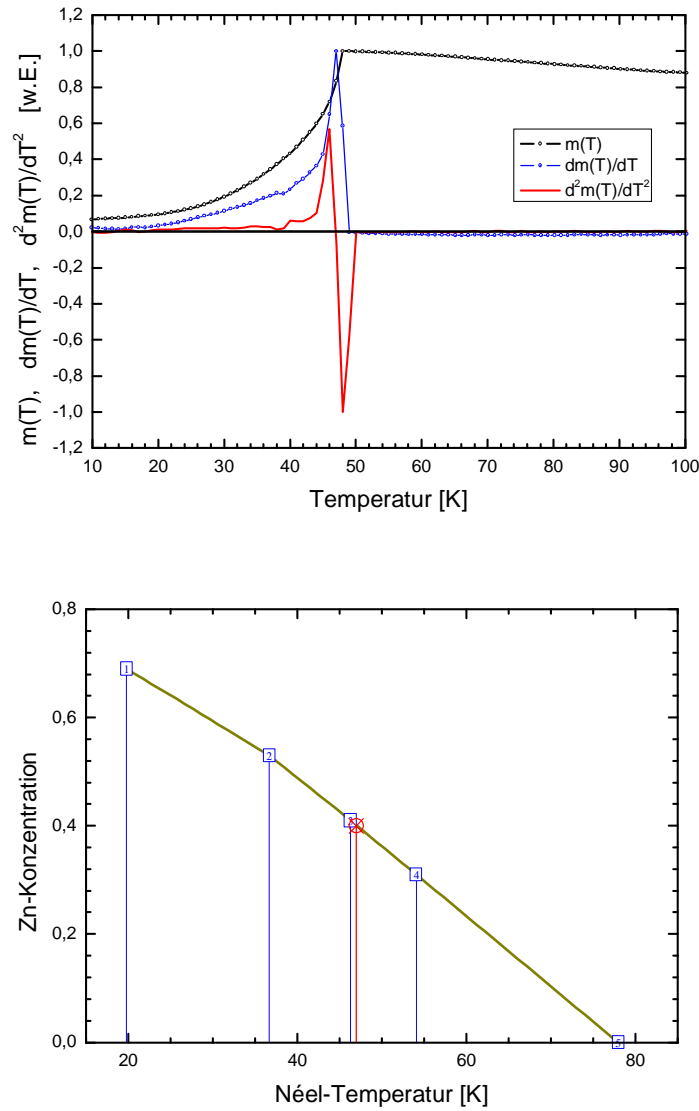


Abbildung 5.1.2 oben: Bestimmung der Néel-Temperatur des verwendeten Einkristalls / unten: Vergleich der gefundenen Néel-Temperatur mit einer Interpolation von Literaturdaten (nummerierte Quadrate). Die Nummern in den Quadraten korrelieren mit den Literaturquellen folgendermaßen: 1 \leftrightarrow [Padu94], 2 \leftrightarrow [Bine95], 3 \leftrightarrow [Padu94], 4 \leftrightarrow [Padu94], 5 \leftrightarrow [Kitt99]

Die Ähnlichkeit der Gitter von Eisen- und Zinkfluorid erlaubt eine Ermittlung der Gitterkonstanten des Mischkristalls durch virtuelle Kristallapproximation. Gemäß dem Vegard'schen Gesetz erhält man somit für die Gitterkonstante d_c beziehungsweise d_a entlang der c-beziehungsweise a-Achse von $Fe_{0.6}Zn_{0.4}F_2$:

$$\begin{aligned} d_{a,c}^{Fe_xZn_{1-x}F_2} &= x \cdot d_{a,c}^{FeZnF_2} + (1-x) \cdot d_{a,c}^{FeF_2} \\ \Rightarrow d_a^{Fe_{0.6}Zn_{0.4}F_2} &= 4,70 \text{ \AA} \quad \wedge \quad d_c^{Fe_{0.6}Zn_{0.4}F_2} = 3,24 \text{ \AA} \end{aligned} \quad (5.1.1)$$

Auf die (110)-Oberflächen der verwendeten $Fe_{0.6}Zn_{0.4}F_2$ -Kristalle werden jeweils dünne Schichten aus Eisen mit Dicken von 5 Å bis 20 Å mittels Molekularstrahlepitaxie aufgewachsen, die ihrerseits zum Schutz vor Oxidation mit einer Silberschicht abgedeckt werden. Die Grenzfläche zwischen der Eisenschicht und dem verdünnten Antiferromagneten entspricht im Bereich zinkfreier Einheitszellen der in Abbildung 5.1.1 dargestellten grauen Fläche. Beide Orientierungen der vorkommenden atomaren magnetischen Momente sind in dieser Ebene gleich zahlreich. Es handelt sich also um eine so genannte kompensierte Grenzfläche. Die Orientierung der Momente parallel zur Grenzfläche macht die so hergestellten Exchange Bias-Systeme zu In-plane-Exchange Bias-Systemen, das heißt dass die für magnetometrischen Messungen angelegten Felder parallel zur c-Achse und somit wie in Abbildung 5.1.3 dargestellt in der Grenzfläche zwischen Ferro- und Antiferromagnet liegen.

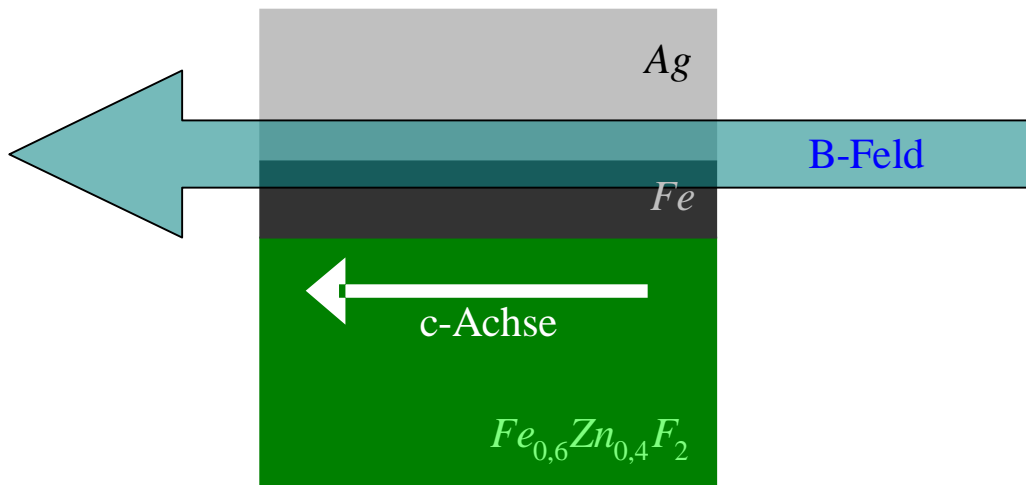


Abbildung 5.1.3 Orientierung der Probe während der SQUID-magnetometrischen Hysteresemessungen

Röntgendiffraktometrischen Untersuchungen der Proben, von denen eine typische in Abbildung 5.1.4 zu sehen ist, belegen die hohe Qualität des Wachstums der Eisenschicht. Sowohl der (110)- als auch der (220) Peak sind deutlich erkennbar. Auch die Peaks des Eisenzinkfluoridkristalls sind gut zu sehen und zeigen die erwartete Indizierung. Die zusätzlich sichtbaren Peaks der Silberabdeckung sind zwar im Zusammenhang mit Exchange Bias-Messungen nicht von Bedeutung, spiegeln jedoch, genau wie der Eisen (200) Peak, eine hohe Ähnlichkeit der hergestellten Proben mit aus der Literatur bekannten unverdünnten Eisenfluorid-Exchange Bias-Systemen wieder [Nogu99c], so dass eine gute Vergleichbarkeit der am verdünnten System gewonnenen Daten mit den Ergebnissen für das unverdünnte System gegeben ist.

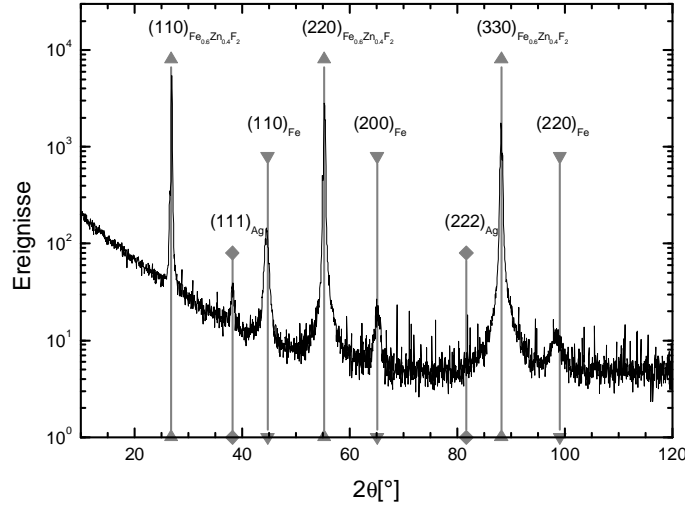


Abbildung 5.1.4 Röntgenweitwinkeldiffraktogramm eines typischen $Fe_{0.6}Zn_{0.4}F_2 / Fe$ Exchange Bias-Systems am Beispiel: $Fe_{0.6}Zn_{0.4}F_2 (110) / Fe14nm / Ag35nm$

5.1.2 Ergebnisse

Die in Kapitel 5.1.1 beschriebenen Proben werden in einem SQUID-System vom Typ Quantum Design MPMS-5S hinsichtlich ihres magnetischen Momentes untersucht. Hierfür werden die einzelnen Exchange Bias-Heterostrukturen, wie in Abbildung 5.1.3 gezeigt, einem in der antiferromagnetisch-ferromagnetischen Grenzfläche liegendem Magnetfeld ausgesetzt. Für jede einzelne Messung wird die Probe in einem Magnetfeld von $\mu_0 H_{fr} = 5 \text{ mT}$ von $T_s = 100 \text{ K}$ auf die jeweilige Endtemperatur T_f abgekühlt und anschliessend das Magnetfeld von $+30 \text{ mT}$ über -30 mT wieder auf $+30 \text{ mT}$ getrieben. Aus den so gewonnenen magnetischen Hystereseschleifen wird dann das Exchange Bias-Feld bei der jeweiligen Temperatur bestimmt. Das Ergebnis einer solchen Messung an $Fe_{0.6}Zn_{0.4}F_2(110)/Fe(14\text{nm})/Ag(35\text{nm})$ ist exemplarisch in Abbildung 5.1.5 dargestellt.

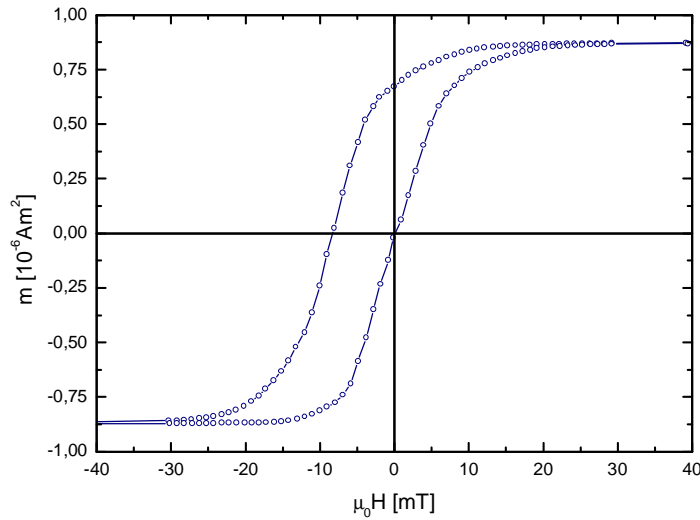


Abbildung 5.1.5 Magnetisierungshysterese von $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}(14\text{nm})/\text{Ag}(35\text{nm})$ nach Abkühlen von $T_s = 100\text{ K}$ auf $T_f = 5\text{ K}$ in $\mu_0 H_{fr} = 5\text{ mT}$

In Abbildung 5.1.6 sieht man das Exchange Bias Feld einer $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}(14\text{nm})/\text{Ag}(35\text{nm})$ -Heterostruktur als Funktion ihrer Temperatur. Ein deutlicher Abfall des Wertes für das Feld von $3,99\text{ mT}$ bei 5 K auf ungefähr $0,7\text{ mT}$ bei $46,9\text{ K}$ ist zu erkennen. Offensichtlich ist also eine Steuerung des Exchange durch eine Variation der Proben temperatur in gewissem Umfang möglich.

Trotz einer Néel-Temperatur von $T_N = 46,9\text{ K}$ verschwindet, wie in Abbildung 5.1.6 zu sehen, der Exchange Bias als Funktion der Temperatur nicht bei T_N , sondern ist noch für höhere Temperaturen bis zu einer Blocking-Temperatur von $T_B \approx 63\text{ K}$ nachweisbar, so dass zumindest in diesem System die üblicherweise gültige Aussage, $T_B \leq T_N$, offensichtlich nicht gilt.

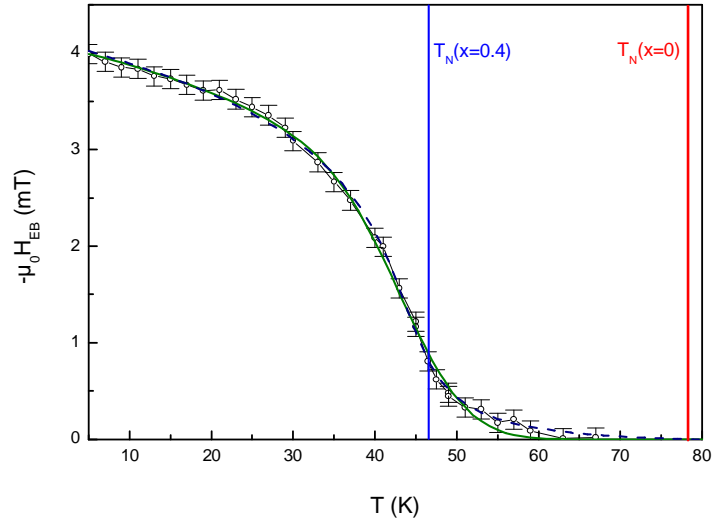


Abbildung 5.1.6 Exchange Bias Feld H_{EB} von $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}(14\text{nm})/\text{Ag}(35\text{nm})$ als Funktion der Einfrierendtemperatur $5\text{ K} \leq T_f \leq 80\text{ K}$. Die grüne durchgezogene Linie zeigt die beste Anpassung der Funktion (5.1.2) auf Basis einer Gaußschen Verteilungsfunktion, während die blaue gestrichelte Linie die beste Anpassung auf Basis einer Lorentzverteilung darstellt. Die senkrechte blaue Linie bei $T_N(x=0.4) = 46,9\text{ K}$ repräsentiert die Néel-Temperatur des verdünnten Systems $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2$, die senkrechte rote Linie bei $T_N = 78,4\text{ K}$ die des unverdünnten Systems FeF_2 [Chen01]

David Lederman, Josep Nogués und Ivan K. Schuller berichten von einer direkten Proportionalität zwischen dem temperaturabhängigen Verhalten des Exchange Bias und dem antiferromagnetischen Ordnungsparameter [Lede97]. Um den Einfluss von Störungen wie zum Beispiel mechanische Verspannungen oder Unordnungseffekte auf den Exchange Bias zu berücksichtigen formulieren sie das gerundete Potenzgesetz,

$$H_{EB} = H_{EB}^0 \int_0^\infty t^{\beta_s} P(T_c) dT_c. \quad (5.1.2)$$

$$\text{mit } t = \begin{cases} 1 - \frac{T}{T_c} & : T < T_c \\ 0 & : T > T_c \end{cases}$$

Hierbei steht t für die reduzierte Temperatur, H_{EB}^0 für den Exchange Bias bei 0 K und β_s für den kritischen Exponenten der Oberfläche

während $P(T_c)$ die Verteilung der kritischen Temperatur und T_c das Zentrum dieser Verteilung repräsentiert. Für schwach gestörte Systeme, wie sie von David Lederman und seinen Kollegen zugrunde gelegt werden, wird eine schmale Gaußsche Verteilungsfunktion,

$$P(T_c) = \frac{1}{\delta\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(T_c - T_c^0)^2}{2\delta^2}}, \quad (5.1.3)$$

angenommen. Die genannte Funktion (5.1.2) verwenden sie, um sie an die Temperaturabhängigkeit des Exchange Bias anzupassen, wobei H_{EB}^0 , T_c^0 , β_s und δ als Anpassungsparameter verwendet werden.

Dieses Vorgehen legt nahe auch die an $Fe_xZn_{1-x}F_2/Fe$ -Heterostrukturen gewonnenen Daten durch Funktion (5.1.2) zu beschreiben. Allerdings scheint auch die Verwendung einer Lorentzschen Verteilungsfunktion,

$$P(T_c) = \begin{cases} \frac{\varepsilon/2}{\left(\varepsilon^2 + (T_c - T_c^0)^2 \arctan\left(\frac{T_N^0 - T_c^0}{\varepsilon} \right) \right)} & : T_c \leq T_N (x=0) \\ 0 & : T_c > T_N (x=0) \end{cases} \quad (5.1.4)$$

wie sie von Christian Binek, Stephanie Kuttler und Wolfgang Kleemann zur Beschreibung von $Fe_{0.47}Zn_{0.53}F_2$ verwendet wurde, legitim [Bine95].

An dieser Stelle muss betont werden, dass es sich bei der diamagnetischen Verdünnung der hier verwendeten Proben um starke intrinsische Störungen handelt, weshalb mit einer großen Verbreiterung der verwendeten Verteilungsfunktion zu rechnen ist. Tatsächlich findet man bei einer Auswertung der Messdaten für die genannte Gaussverteilung eine Breite von 12,2K und für die Lorentzverteilung eine Breite von 6,63K um die jeweilige zentrale kritische Temperatur. Die Anpassung der Funktion (5.1.2) an die

Messdaten, sowohl für eine Gaußsche als auch für eine Lorentzsche Verteilungsfunktion ist in Abbildung 5.1.6 dargestellt. Die resultierenden Parameter für die beiden verwendeten Verteilungsfunktionen ergeben sich gemäß folgender Tabelle:

	$\mu_0 H_{EB}^0$ [mT]	T_c^0 [K]	β_s	δ oder ε [K]
Gaußsche Verteilung	$4,1 \pm 0,1$	$45,0 \pm 1,5$	$0,22 \pm 0,04$	$6,1 \pm 1,6$
Lorentzsche Verteilung	$4,1 \pm 0,1$	$44,4 \pm 1,3$	$0,19 \pm 0,03$	$4,0 \pm 0,1$

Die Existenz des Exchange Bias oberhalb der Néeltemperatur von $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2$ lässt sich offensichtlich durch die breiten Verteilungsfunktionen für die kritische Temperatur erklären, wobei die Lorentzsche Verteilungsfunktion eine bessere Beschreibung der experimentellen Daten zu liefern scheint. Diese Unschärfe der Néeltemperatur im verdünnten System kann auf die lokalen Gegebenheiten der antiferromagnetischen Grenzfläche zurückgeführt werden. Aufgrund der Verdünnung ergibt sich eine statistische Verteilung der Größe der einzelnen antiferromagnetischen Domänen, wobei die Domänengröße Einfluss auf die lokale Wechselwirkung zwischen Ferro- und Antiferromagnet hat, so dass auch das Ummagnetisierungsverhalten der Eisschicht die statistische Verteilung der antiferromagnetischen Domänen widerspiegelt.

5.1.3 Temperaturinduzierter Vorzeichenwechsel des Exchange Bias-Feldes

Die monotone Abnahme des Exchange Bias-Feldes mit steigender Temperatur ist ein in zahlreichen Systemen beobachteter Effekt

[Schl68][Milt00]. In den meisten Systemen endet diese Abnahme mit der vollständigen Auslöschung des Exchange Bias-Feldes aufgrund des Zusammenbruchs des Antiferromagnetismus bei Erreichen der Néel-Temperatur. Eine Ausnahme von dieser Regel wurde bereits im vorangehenden Abschnitt 5.1.2 betrachtet. Es gibt jedoch auch Exchange Bias-Systeme, die von der Regel der monotonen Exchange Bias-Abnahme mit steigender Temperatur abweichen.

So zeigt zum Beispiel das System $\text{NiO}(001)/\text{Fe}[12\text{nm}]/\text{Ag}[3,4\text{nm}]/\text{Pt}[12\text{nm}]$, welches näher im Kapitel 5.5.2 beschrieben wird, nach Abkühlen durch seine Néel-Temperatur von $T_N = 523,15\text{K}$ [Fieb01] in einem magnetischen Feld von $0,5\text{T}$ ein ungewöhnliches Temperaturverhalten. Dieses ist von einer starken Abnahme des negativen Exchange Bias-Feldes als Funktion der Temperatur bis zu einem Minimalwert mit umgekehrten Vorzeichen und einem anschließendem Wiederanstieg des negativen Exchange Bias-Feldes geprägt. Der Effekt ist so drastisch, dass sogar ein Vorzeichenwechsel des Exchange Bias-Feldes erreicht wird [Nogu96][Radu05]. Die Ursache hierfür liegt in der Verschiedenartigkeit der Ummagnetisierungsprozesse bei den Koerzitivfeldern H_{c1} und H_{c2} , wobei H_{c1} für das kleinere und H_{c2} für das größere der beiden Koerzitivfelder steht. Diese unterschiedlichen Ummagnetisierungsverhalten liefern für die Koerzitivfelder die in Abbildung 5.1.7 dargestellten Verläufe und führen schließlich zu dem Exchange Bias-Verhalten, das in Abbildung 5.1.8 dargestellt ist, und einen Hinweis auf eine antiferromagnetische Kopplung an der Grenzfläche darstellt [Park00][Radu05].

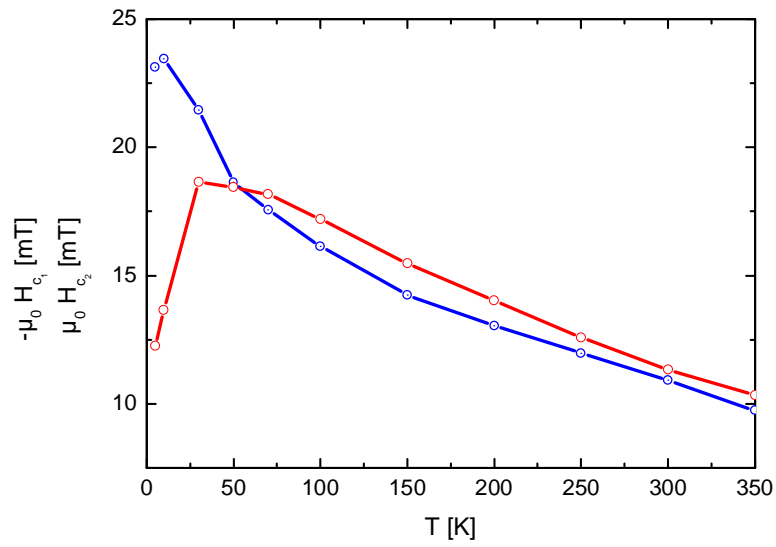


Abbildung 5.1.7 Kleineres Koerzitivfeld H_{c_1} (blaue Kreise) und grösseres Koerzitivfeld H_{c_2} (rote Kreise) von $\text{NiO}(001)/\text{Fe}[12\text{nm}]/\text{Ag}[3,4\text{nm}]/\text{Pt}[12\text{nm}]$ als Funktion der Temperatur nach magnetischem Feldkühlen

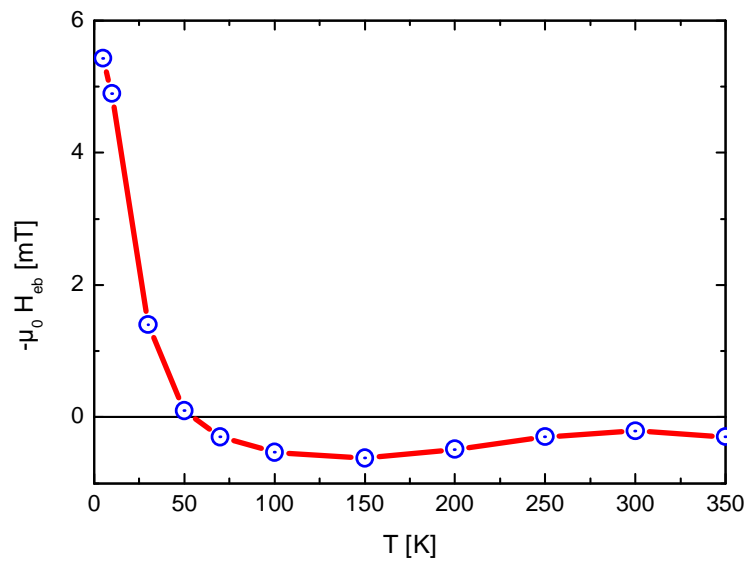


Abbildung 5.1.8 Exchange Bias-Feld $-\mu_0 H_{EB}$ von $\text{NiO}(001)/\text{Fe}[12\text{nm}]/\text{Ag}[3,4\text{nm}]/\text{Pt}[12\text{nm}]$ als Funktion der Temperatur nach magnetischem Feldkühlen

5.2 Temperaturkontrolle von Multiphasen-Exchange Bias-Systemen

Eine besondere Art von Exchange Bias-Systemen lässt sich auf Basis von α -Mangansulfid MnS herstellen. Bei α -Mangansulfid handelt es sich um ein antiferromagnetisches Material, das in Abhängigkeit von der Temperatur mehrere unterschiedliche antiferromagnetische Konfigurationen einnehmen kann und auf diese Weise einen in innigem Kontakt stehenden Ferromagneten auf verschiedene Weisen beeinflussen kann.

5.2.1 Charakterisierung der Proben

α -Mangansulfid-Einkristalle werden, wie in Kapitel 3.2 bereits näher beschrieben, in einem zweistufigen chemischen Prozess durch Abscheidung aus der Gasphase gewonnen. Die abgeschiedenen dünnen Plättchen sind von grüner Farbe und zeigen eine natriumchloridartige Kristallstruktur, die durch die Raumgruppe $\text{Fm}\bar{3}\text{m}$ beschrieben werden kann. Die Gitterkonstante beträgt $a = 5,199 \text{ \AA}$, woraus sich ein Abstand der (111) -Ebenen von $d_{[111]} = 3,002 \text{ \AA}$ ergibt. Die elektronische Konfiguration ist gekennzeichnet durch eine mit fünf Elektronen besetzte äußere Schale der Mn^{2+} -Ionen, so dass sie durch den Term $3d^5$ beschrieben werden kann. Die Kristalle zeigen je nach Temperatur unterschiedliche magnetische Konfigurationen. So findet bei $T_{c1} = 151 \text{ K}$ ein Übergang von der paramagnetischen in die, in Abbildung 5.2.2 schematisch dargestellte, Typ II-antiferromagnetische Phase statt. Dieser Übergang spiegelt sich auch im magnetischen Moment der Kristalle wider. Eine SQUID-magnetometrische Messung in einem angelegten magnetischen Feld von $\mu_0 H_{fr} = 0,1 \text{ T}$, wie sie exemplarisch in Abbildung 5.2.1 dargestellt ist, liefert starke Indizien für einen magnetischen Phasenübergang in der Nähe von $T_{c1} = 151 \text{ K}$. Der antiferromagnetische Charakter der

unterhalb $T_{c2} = 129,5 \text{ K}$ gelegenen Phase lässt sich durch Exchange Bias-Messungen an α -Mangansulfid basierten Exchange Bias-Systemen nachweisen.

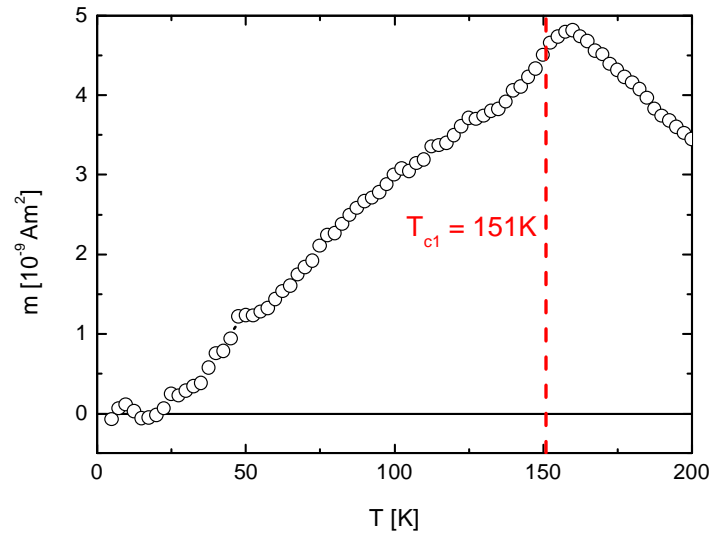


Abbildung 5.2.1 Magnetisches Moment von einkristallinem Mangansulfid in (111)-Orientierung in einem angelegten Magnetfeld von $\mu_0 H = 0,1 \text{ mT}$ nach Feldkühlprozess von Raumtemperatur auf 5 K in $\mu_0 H_{fr} = 0,1 \text{ mT}$

Bei $T_{c2} = 129,5 \text{ K}$ findet ein weiterer Übergang von der Typ II-Phase in die Typ F multiaxiale-Spin-Phase, die in Abbildung 5.2.3 zu sehen ist, statt [Roth58][Klee82][Klee89].

Die strukturelle Charakterisierung der Einkristalle mittels Röntgendiffraktometrie liefert das in Abbildung 5.2.4 dargestellte Ergebnis und bestätigt die hohe strukturelle Qualität, der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Proben. Die in Abbildung 5.2.5 gezeigten rasterkraftmikroskopischen Aufnahmen der (111)-Kristalloberflächen zeugen von einer geringen Rauigkeit der verwendeten Kristalle.

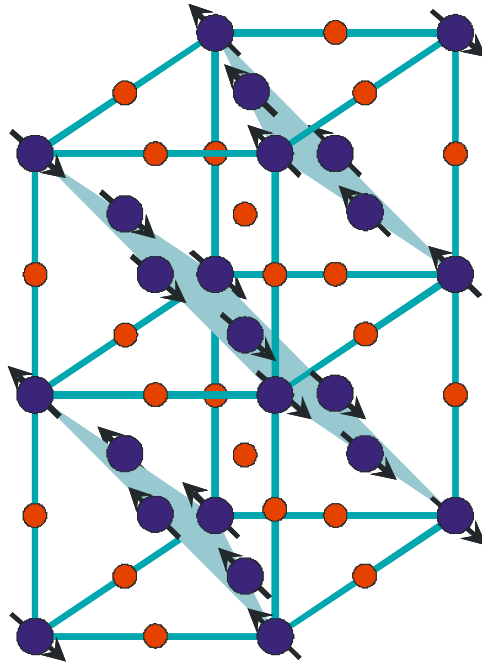


Abbildung 5.2.2 Typ II antiferromagnetische Phase von α – Mangansulfid: Die roten Kugeln repräsentieren Schwefel-Ionen, während die blauen Kugeln mit ihrem schwarzen Pfeil die Mangan-Ionen mit ihrem jeweiligen magnetischen Moment symbolisieren.

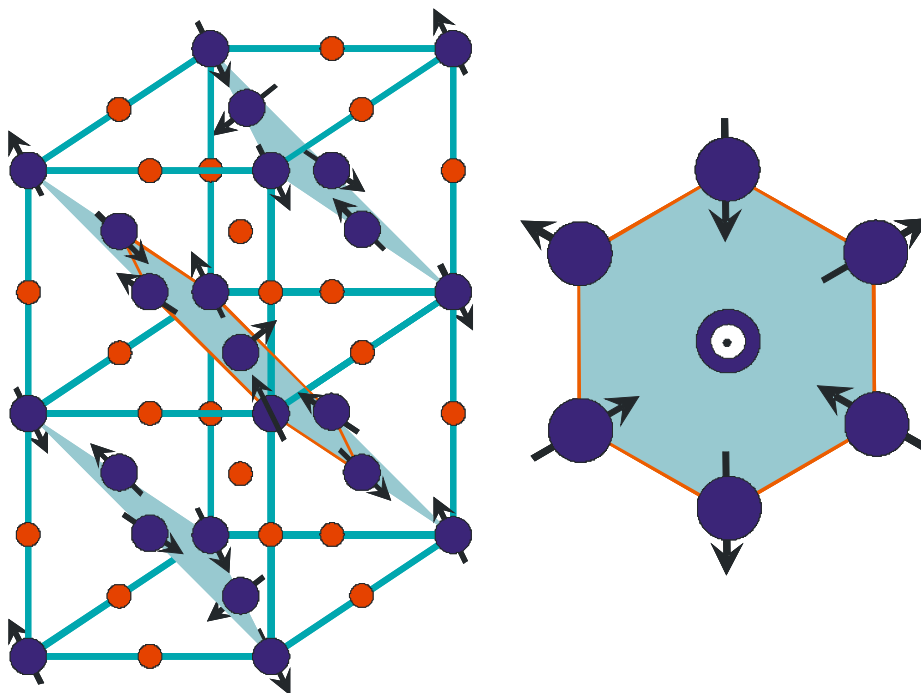


Abbildung 5.2.3 Typ F multiaxiale-Spin-Phase Phase von α – Mangansulfid: Die roten Kugeln repräsentieren Schwefel-Ionen, während die blauen Kugeln mit ihrem schwarzen Pfeil die Mangan-Ionen mit ihrem jeweiligen magnetischen Moment symbolisieren. Das nebenstehende Hexagon stellt eine Draufsicht auf die (111) –Ebene dar und ist in der linksstehenden Zelle durch eine orangefarbene Umrandung hervorgehoben.

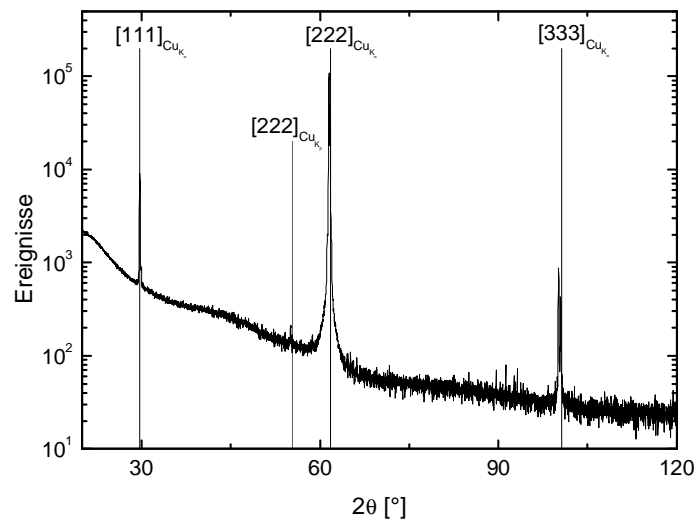


Abbildung 5.2.4 Röntgenweitwinkeldiffraktogramm eines (111)-orientierten unbedeckten Mangansulfidkristalls

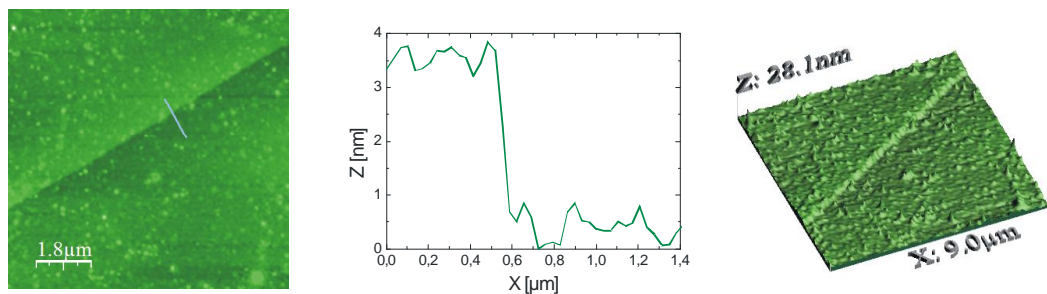


Abbildung 5.2.5 Rasterkraftmikroskopische Aufnahmen einer unbedeckten (111)- α -Mangansulfid-Oberfläche. Links: Draufsicht mit markiertem Pfad. Mitte: Höhenprofil entlang des links markierten Pfades. Rechts: Reliefdarstellung des links dargestellten Gebietes

Für die durchgeführten Exchange Bias-Messungen wurden die Mangansulfid-Einkristalle auf ihrer (111)-Oberfläche mittels molekularstrahlepitaktischen Methoden mit einer dünnen Eisenschicht von 1,5nm Dicke versehen. Zum Schutz vor Oxidation wurde diese Schicht dann noch mit einer 3,0nm dicken Platinschicht

bedampft. Die resultierenden Systeme zeigen eine gegenüber dem unbedeckten Einkristall nochmals reduzierte Rauigkeit, wie man den in Abbildung 5.2.6 dargestellten rasterkraftmikroskopischen Aufnahmen entnehmen kann. Die solchermaßen hergestellten Exchange Bias-Systeme liefern in der Typ II antiferromagnetischen Phase eine in der Grenzfläche liegende Anisotropie, stellen also so genannte In-Plane-Systeme dar, während sie in der multiaxialen Spin Phase ein Mischung aus senkrecht und planar anisotropem System repräsentieren.

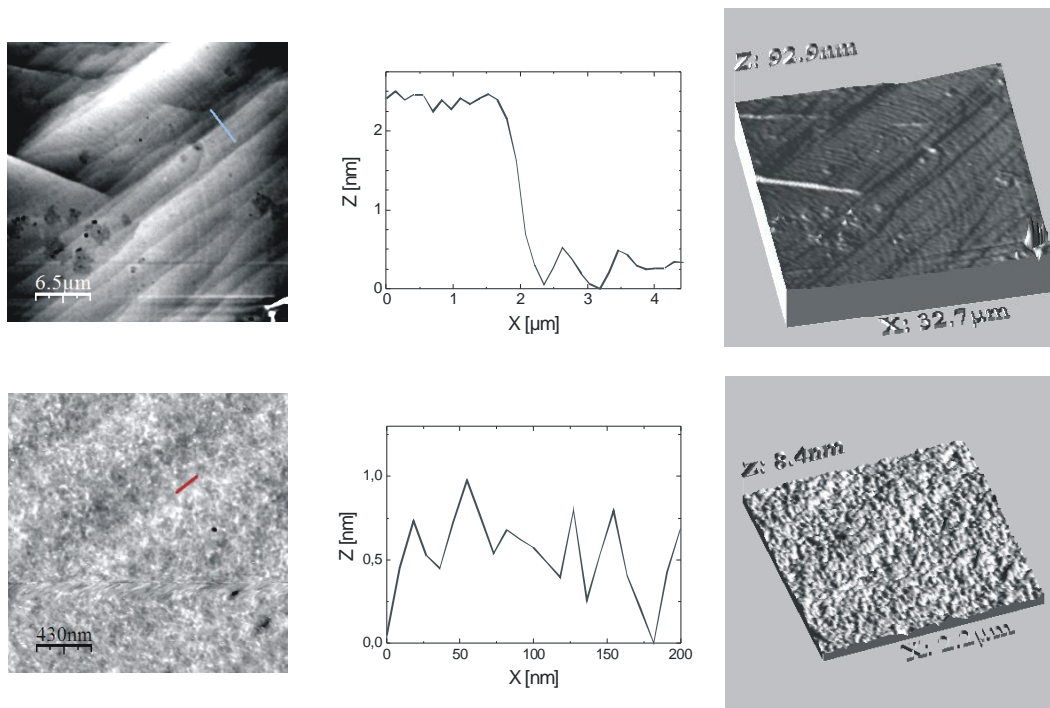


Abbildung 5.2.6 Rasterkraftmikroskopische Aufnahmen der Oberfläche von $\text{Pt}(3,0 \text{ nm})/\text{Fe}(1,5 \text{ nm})/\text{MnS}(111)$. Oben links: Draufsicht mit markiertem Pfad. Oben mittig: Höhenprofil entlang des links markierten Pfades. Oben rechts: Reliefdarstellung des links dargestellten Gebietes. Unten links: Vergrößerter Ausschnitt aus dem oben dargestellten Gebiet mit markiertem Pfad. Unten mittig: Höhenprofil entlang des links markierten Pfades. Unten rechts: Reliefdarstellung des links dargestellten Gebietes.

5.2.2 Ergebnisse

SQUID-magnetometrische Messungen in planarer Anordnung an den im Abschnitt 5.2.1 bereits beschriebenen Exchange Bias-Systemen geben Aufschluss über das magnetische Verhalten der Eisschicht. Nach der magnetischen Präparation der Proben durch Abkühlen von $T_s = 200\text{ K}$ auf die jeweilige Messtemperatur T in einem angelegten magnetischen Feld von $\mu_0 H_{fr} = 0,1\text{ T}$ ist dieses Verhalten durch das Auftreten austauschverschobener Magnetisierungshysteresen gekennzeichnet. Betrachtet man diese für verschiedene Temperaturen exemplarisch in Abbildung 5.2.7 dargestellten Hysteresekurven, so ist eine Temperaturabhängigkeit der Austauschverschiebung unübersehbar.

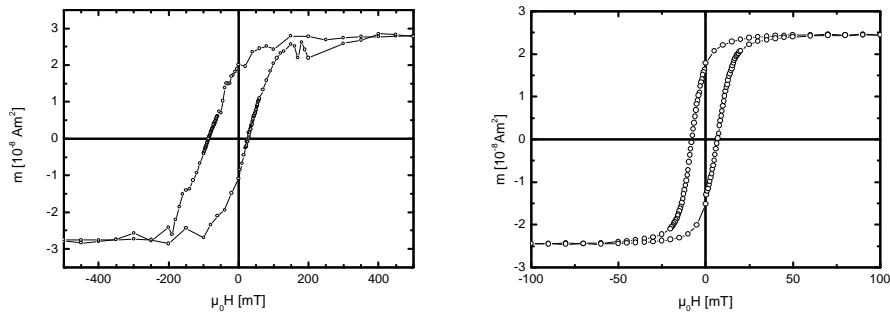


Abbildung 5.2.7 Magnetisierungshysteresen an $\text{Pt}(3,0\text{ nm})/\text{Fe}(1,5\text{ nm})/\text{MnS}(111)$ nach Feldkühlprozess in $\mu_0 H_{fr} = 0,1\text{ T}$ von $T = 200\text{ K}$ auf 5 K (links) beziehungsweise 130 K (rechts)

Die Besonderheit von α -Mangansulfid basierten Exchange Bias-Systemen liegt weniger in dem mit steigender Temperatur allmählich verschwindendem Exchange Bias-Feld als vielmehr in seiner spontanen und in Abbildung 5.2.8 dargestellten Wiederauferstehung bei $T_{c2} = 129,5\text{ K}$. Dieses plötzliche Wiedereinsetzen des Exchange Bias-Feldes darf als Ausdruck des magnetischen Phasenüberganges von der Typ F multiaxialen Spin-Phase in die Typ II antiferromagnetische Phase interpretiert werden. In umgekehrter Lesart kann man jedoch auch davon sprechen, dass mit sinkender

Temperatur der unterhalb von $T_{c1}=151\text{K}$ zaghaft einsetzende Typ II antiferromagnetisch-basierte Exchange Bias bei T_{c2} durch den Phasenübergang abgetötet und durch die Typ F multiaxiale Spin-Phasen-basierte Verschiebung ersetzt wird. Die in dieser Formulierung zum Ausdruck kommende Verschiedenartigkeit der beiden Exchange Bias-Phasen lässt sich durch einen Blick auf das Koerzitivfeld der Proben bestätigen. Wie in Abbildung 5.2.9 zu sehen ist, ist das Koerzitivfeld in der Typ II antiferromagnetischen Phase im wesentlichen unabhängig von der Temperatur, während es unterhalb von T_{c2} eine klare Temperaturabhängigkeit aufweist. Interessanterweise wird der Übergang von Typ F nach Typ II nicht wie sonst bei der Néel-Temperatur üblich [Nogu99a][Scho05] durch ein Maximum des Koerzitivfeldes, sondern durch eine Diskontinuität charakterisiert. Die Zunahme des Koerzitivfeldes in der Typ II-Phase dürfte im Sinne des Spin-Drag-Modells [Nogu99a] mit der stärkeren Beweglichkeit der nicht kollinear gekoppelten Spins im Vergleich zur kollinearen Typ II-Spinordnung zusammenhängen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass es mit den hier betrachteten α -Mangansulfid basierten Proben gelungen ist ein Exchange Bias-System zu realisieren, das aufgrund mehrerer antiferromagnetischer Phasen in der Lage ist ein mit steigender Temperatur verschwindendes Exchange Bias Feld bei Überschreiten einer kritischen Temperatur zu reanimieren. Bei näherer Betrachtung zeigt sich jedoch, dass die beiden nachweisbaren Austauschverschiebungen ober- beziehungsweise unterhalb von T_{c2} höchstwahrscheinlich auf verschiedenen Kopplungen der magnetischen Grenzflächenmomente von Ferro- und Antiferromagnet beruhen, was in der nachgewiesenen Temperaturabhängigkeit des Koerzitivfeldes seinen Ausdruck findet.

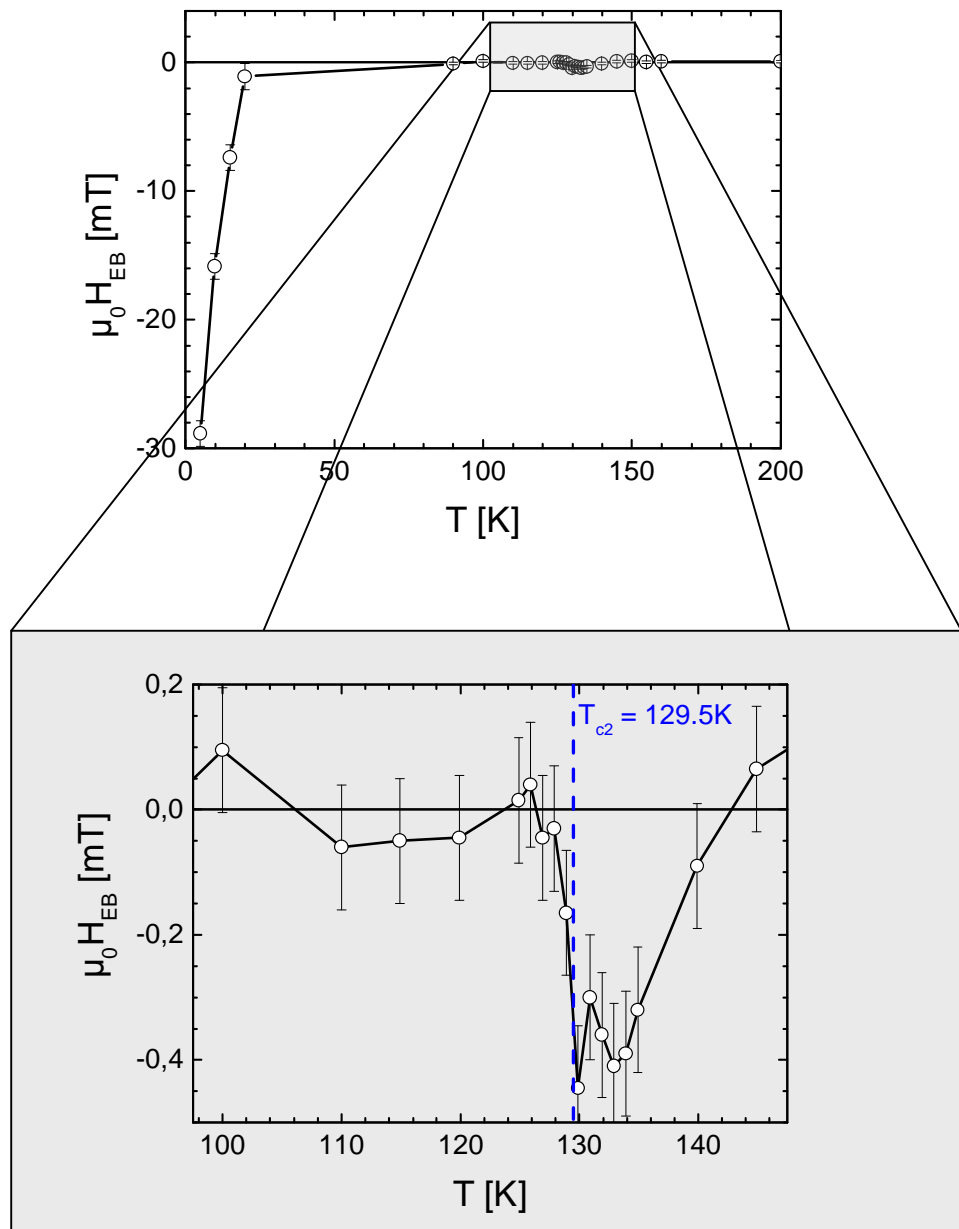


Abbildung 5.2.8 Exchange Bias-Feld von $\text{Pt}(3,0\text{ nm})/\text{Fe}(1,5\text{ nm})/\text{MnS}(111)$ als Funktion der Temperatur T nach Feldkühlprozess in $\mu_0 H_{fr} = 0,1\text{ T}$ von $T = 200\text{ K}$ auf die jeweilige Endtemperatur T

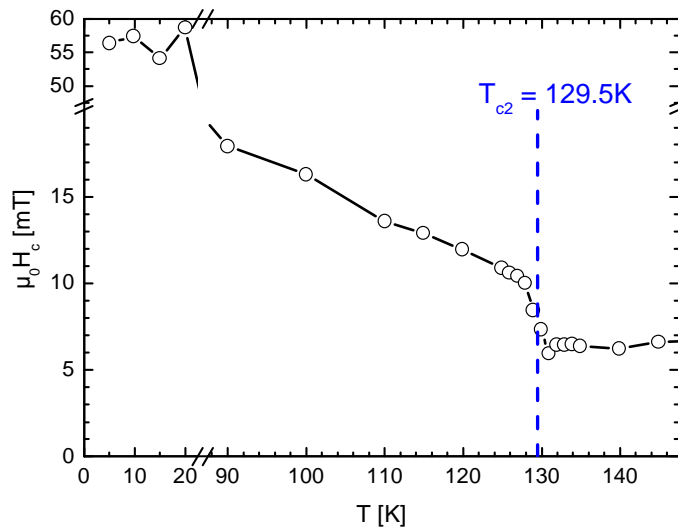


Abbildung 5.2.9 Koerzitivfeld von $\text{Pt}(3,0 \text{ nm})/\text{Fe}(1,5 \text{ nm})/\text{MnS}(111)$ nach Feldkühlprozess in $\mu_0 H_p = 0,1 \text{ T}$ von $T = 200 \text{ K}$ auf die jeweilige Endtemperatur T

5.3 Einfrierfeldabhängigkeit und Einfluss der ferromagnetischen Schicht auf das Exchange Bias-Feld

Eine weitere Möglichkeit der Kontrolle des Exchange Bias besteht in der gezielten Variation der während des Einkühlvorgangs an die Probe angelegten Magnetfelder. Mit dieser Vorgehensweise ist es in einigen Systemen sogar möglich die Magnetisierungshystereseschleife einer Probe entlang der Achse des angelegten Feldes vollständig vom Bereich negativer in den Bereich positiver Felder zu verschieben [Milt99][Kage00][Bine02][Bine03].

Besonderes Augenmerk verdient hierbei das magnetische Moment der ferromagnetischen Schicht. Für die diesbezüglichen Untersuchungen werden wieder Proben auf der Basis einkristallinen verdünnten Eisenfluorids gewählt. Die betrachteten Proben entsprechen den auch schon für die temperaturabhängigen Exchange Bias-Messungen

verwendeten Heteroschichtstrukturen, die in Kapitel 5.1.1 näher beschrieben werden. Die für die verschiedenen Messungen, wie auch für das Anlegen der magnetischen Einfrierfelder benutzte Feldgeometrie genügt der Darstellung in Abbildung 5.1.3.

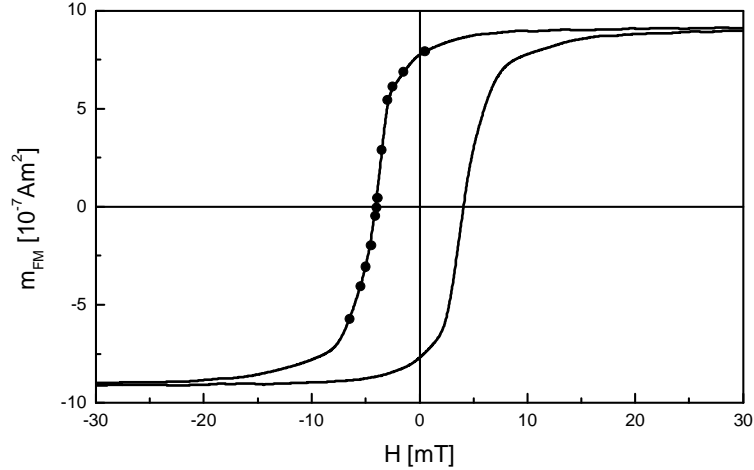


Abbildung 5.3.1 Magnetisierungshystereseschleife der Eisenschicht von $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}(14\text{nm})/\text{Ag}(35\text{nm})$ bei $T_s = 100\text{ K}$. Die ausgefüllten Kreise repräsentieren den Ausgangspunkt des jeweiligen Einfriervorgangs, der der einzelnen Hysteresemessungen zur Bestimmung des Exchange Bias-Feldes vorausgeht.

Die Proben werden bei einer Temperatur von $T_s = 100\text{ K} \approx 2T_N$ einem Magnetfeld ausgesetzt, das zunächst von $+50\text{ mT}$ über -50 mT wieder auf $+50\text{ mT}$ getrieben wird, so dass ein kompletter Ummagnetisierungszyklus der ferromagnetischen Schicht durchlaufen wird. Die Analyse der so gewonnenen Hystereseschleife liefert dann, wie in Abbildung 5.3.1 veranschaulicht, das magnetische Moment der Eisenschicht bei gegebenem Magnetfeld. Anschließend wird im so genannten überschwingungsfreiem Modus des SQUID-Magnetometers ein Magnetfeld so angelegt, dass sich ein definierter Zielwert m_{FM} mit $-m_s \leq m_{FM} \leq m_s$ für das magnetische Moment der Probe einstellt, wobei m_s für das Sättigungsmoment der Eisenschicht bei $T = 100\text{ K}$ steht. Hiernach wird die Probe dann in diesem Magnetfeld auf $T_f = 10\text{ K}$ abgekühlt. Dieses Vorgehen beim Einfriervorgang

ermöglicht die Kenntnis des magnetischen Moments der ferromagnetischen Schicht.

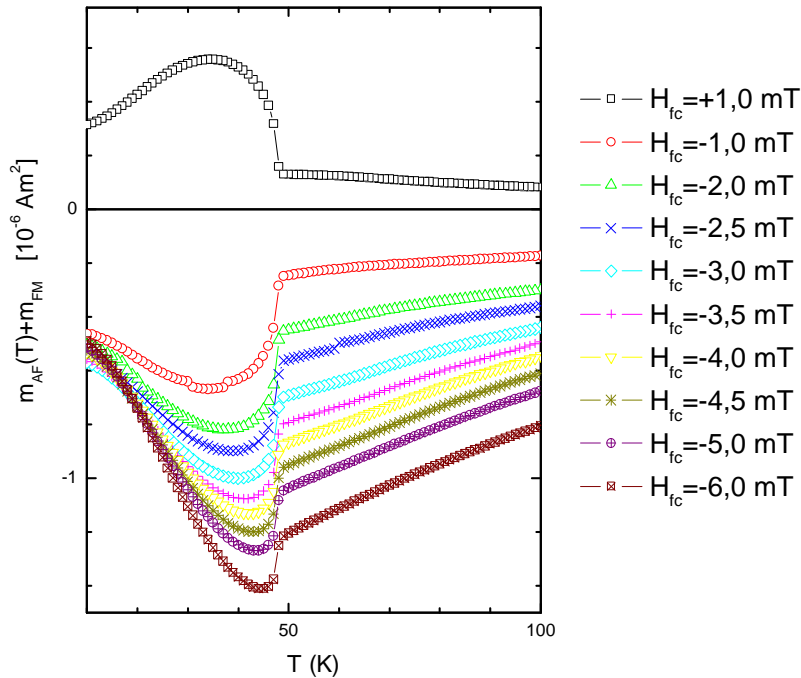


Abbildung 5.3.2 Gesamtmoment von $\text{Fe}_{0,6}\text{Zn}_{0,4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}(14\text{nm})/\text{Ag}(35\text{nm})$ als Funktion der Temperatur während des Einfriervorgangs. Die verschiedenen Kurven repräsentieren unterschiedliche Einfrierfelder, die mit den verschiedenen ferromagnetischen Momenten gemäß Abbildung 5.3.1 verknüpft sind.

Das Verhalten des magnetischen Moments der Probe während verschiedener Einfrierprozesse ist in Abbildung 5.3.2 zu sehen. Da das ferromagnetische Moment im betrachteten Temperaturintervall nahezu konstant ist spiegelt das in der Abbildung dargestellte Moment im Wesentlichen das magnetische Moment des Antiferromagneten wider, jedoch ist das magnetische Moment der Eisschicht als temperaturunabhängiger Untergrund der einzelnen Abkühlkurven, insbesondere bei $T = T_s = 100 \text{ K}$, erkennbar. Schließlich werden für verschiedene Einfriervorgänge, die jeweils einem definiertem magnetischem Moment der Eisschicht zugeordnet werden können, Hysteresekurven bei $T_f = 10 \text{ K}$ aufgenommen und

hinsichtlich des Exchange Bias-Feldes analysiert. Ein typisches Beispiel für eine solche Messung ist in Abbildung 5.3.3 zu sehen. Die Auftragung der Exchange Bias-Felder der einzelnen so gemessenen Magnetisierungshysteresen als Funktion des Einfrierfeldes liefert Abbildung 5.3.4, die aufgrund ihrer Form einen komplexen Zusammenhang zwischen Einfrier- und Exchange Bias-Feld errahnen lässt.

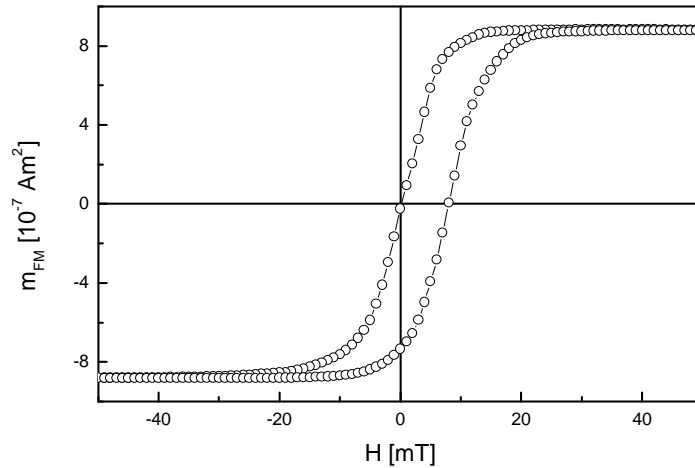


Abbildung 5.3.3 Hysterese von $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}(14\text{nm})/\text{Ag}(35\text{nm})$ nach Abkühlen von $T_s = 100\text{ K}$ auf $T_f = 10\text{ K}$ in $\mu_0 H_{fr} = -6,48\text{ mT}$ entsprechend einem ferromagnetischen Moment von $5,74 \cdot 10^{-7}\text{ Am}^2$

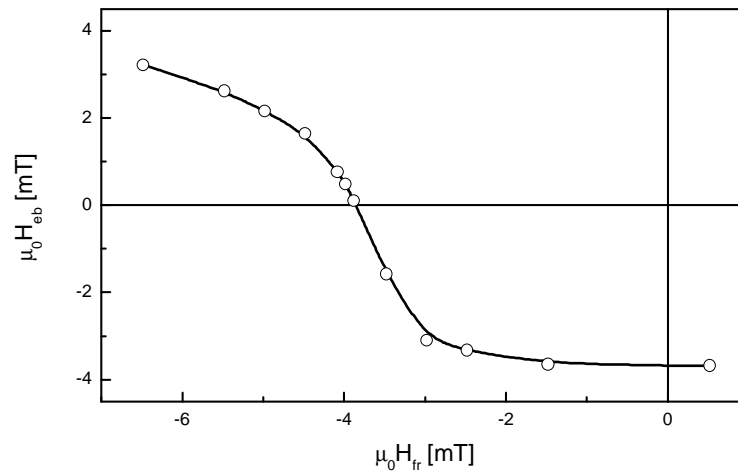


Abbildung 5.3.4 Exchange Bias-Feld von $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}(14\text{nm})/\text{Ag}(35\text{nm})$ als Funktion des während des Einfrierprozesses von $T_s = 100\text{ K}$ auf $T_f = 10\text{ K}$ angelegten Magnetfeldes

Trägt man den Exchange Bias hingegen als Funktion des magnetischen Momentes der Eischicht auf, so gelangt man zu dem in Abbildung 5.3.5 dargestellten Ergebnis. Man erkennt für betragsmäßig nicht zu große ferromagnetische Momente im Wesentlichen einen linearen Zusammenhang zwischen Exchange Bias-Feld und ebendiesen Momenten. Das Ergebnis steht auf den ersten Blick im Einklang mit den Erwartungen, die man aufgrund der Meiklejohn-Bean-Formel,

$$H_{EB} = -\frac{JS_{AF}S_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}, \quad (2.2.6)$$

unter der Annahme, dass das ferromagnetische Grenzflächenmoment S_{FM} proportional zum Gesamtmoment des Ferromagneten ist, an das betrachtete System stellen kann. Für ferromagnetische Momente S_{FM} nahe der Sättigungsmagnetisierung m_s weichen die Messwerte von einem linearen Zusammenhang ab und streben einem Sättigungswert zu. Dieses Verhalten ist vermutlich auf die Sättigungstendenz von S_{FM} zurückzuführen.

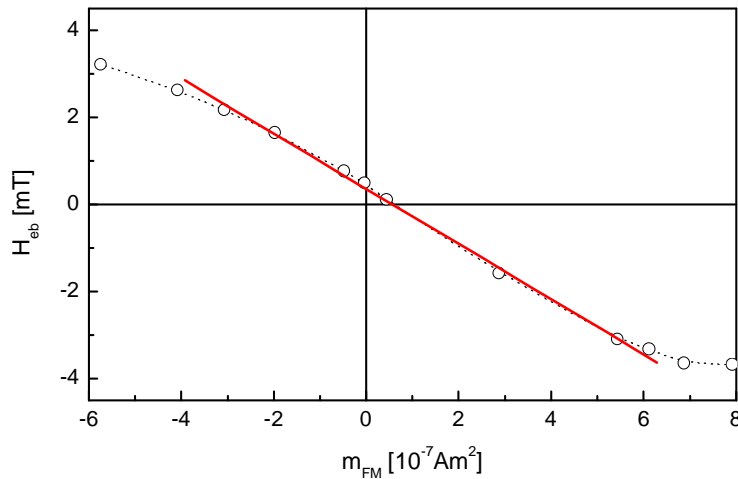


Abbildung 5.3.5 Exchange Bias-Feld von $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}(14\text{nm})/\text{Ag}(35\text{nm})$ als Funktion des während des Einfrierprozesses von $T_s = 100 \text{ K}$ auf $T_f = 10 \text{ K}$ präpariertem ferromagnetischem Momentes. Die rote Linie stellte die beste Anpassung der Proportionalität (5.3.8) an die Messdaten dar [Bine02].

Der lineare Zusammenhang zwischen Exchange Bias-Feld und ferromagnetischem Moment weist eine geringfügige Verschiebung entlang der Achse des Exchange Bias-Feldes auf. Auch diese Verschiebung steht im Einklang mit dem Modell von Meiklejohn und Bean, wenn man einen nicht generell gleichmäßig magnetisierten Ferromagneten zugrunde legt. Unter der Annahme, dass ferromagnetische Momente nahe der positiven Sättigungsmagnetisierung zu negativen Exchange Bias Feldern führen und umgekehrt Momente nahe der negativen Sättigungsmagnetisierung zu positiven austauschverschobenen Feldern, kann man für den Wert dieser Exchange Bias-Felder annehmen, dass sie durch

$$H_{EB} \propto a |H_{EB}^+| - (1-a) |H_{EB}^-| \quad (5.3.1)$$

beschrieben werden können. Hierbei steht a für den relativen Anteil der Fläche der ferromagnetischen Schicht, in dem die lokale Magnetisierung negativ ist und somit das lokale Exchange Bias-Feld einen positiven Wert $H_{EB}^+ > 0$ besitzt. Entsprechend bezeichnet $(1-a)$ den restlichen Anteil der Fläche, in dem die Magnetisierung positiv und somit das Exchange Bias-Feld negativ ist, so dass $H_{EB}^- < 0$ gilt. Die Beschreibung des globalen Exchange Bias-Feldes durch die mit den relativen Flächen negativer beziehungsweise positiver Magnetisierung gewichtete Summe lokaler austauschverschobener Felder liefert unter der Annahme, dass H_{EB}^+ und H_{EB}^- durch lokale Grenzflächenmomente kontrolliert werden, die lokalisierte Meiklejohn-Bean-Formel:

$$H_{EB} \propto a |S_{FM}^+ S_{AF}^+| - (1-a) |S_{FM}^- S_{AF}^-| \quad (5.3.2)$$

Es macht Sinn anzunehmen, dass der Betrag des ferromagnetischen Grenzflächenmoments pro Fläche nicht vom Vorzeichen der lokalen Magnetisierung abhängt, also

$$|S_{FM}^-| = |S_{FM}^+| = |S_{FM}| \quad (5.3.3)$$

gilt. Die antiferromagnetische Grenzflächenmagnetisierung hingegen kann sehr wohl vom lokalen ferromagnetischen Grenzflächenmoment beeinflusst werden, so dass sie sich durch

$$|S_{AF}^-| = |S_{AF}^+| - \delta S_{AF} \quad (5.3.4)$$

beschreiben lässt. Durch Substitution von $|S_{AF}^-|$ und $|S_{FM}|$ durch (5.3.4) und (5.3.3) in den Zusammenhang (5.3.2) gewinnt man den Ausdruck:

$$H_{EB} \propto |S_{FM}| \left((2a-1) |S_{AF}^+| - (a-1) \delta S_{AF} \right) \quad (5.3.5)$$

Berücksichtigt man, dass sich das magnetische Moment der Eisenschicht durch die Summe der Beiträge der einzelnen Domänen, die eine positive beziehungsweise negative Sättigungsmagnetisierung aufweisen, modellieren lässt, so findet man für dieses Moment den Ausdruck:

$$m_{FM} = a m_s + (a-1) m_s \quad (5.3.6)$$

$$\Rightarrow 2a-1 = -\frac{m_{FM}}{m_s} \Leftrightarrow a-1 = -\frac{m_{FM}}{2m_s} - \frac{1}{2} \quad (5.3.7)$$

Einsetzen in (5.3.5) liefert für den Zusammenhang zwischen Exchange Bias-Feld und ferromagnetischem Moment den Ausdruck:

$$H_{EB} \propto \frac{\delta S_{AF} - 2 |S_{AF}^+|}{2m_s} m_{FM} + \frac{1}{2} \delta S_{AF} \quad (5.3.8)$$

Die durch die Proportionalität beschriebene Gerade ist offensichtlich in der Lage die in Abbildung 5.3.5 dargestellten Daten zu beschreiben.

Als Folge eines jeden Kühlvorgangs auf Werte unterhalb der Néel-Temperatur T_N zerfällt das antiferromagnetische Volumen in einen Domänenzustand. Hierbei bestimmt ein Wettstreit zwischen der Austauschwechselwirkung mit der angrenzenden ferromagnetischen Schicht und der Anpassung an die Spinstruktur der unmittelbar unter der Grenzschicht des Antiferromagneten liegenden Schicht die Größe und Ausrichtung der antiferromagnetischen Grenzflächenmomente. Dieses Verhalten führt dazu, dass lediglich im Falle sehr starker Austauschwechselwirkung das antiferromagnetische Grenzflächenmoment vollständig durch die Orientierung des Ferromagneten bestimmt wird. Im Falle eines starken Antiferromagneten wie $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2$ wird von der Natur also eine Kompromisslösung zwischen vollständiger Steuerung durch das antiferromagnetische Volumen und der Kontrolle durch die ferromagnetische Schicht realisiert werden. Dementsprechend muss für alle Systeme in denen ferromagnetischer und antiferromagnetischer Domänenzustand nicht perfekt aufeinander passen eine Verschiebung $\delta S_{AF} \neq 0$ erwartet werden.

5.4 Druckinduzierte Kontrolle des Exchange Bias

Eine selten realisierte Methode zur Kontrolle des Exchange Bias-Feldes stellt das Anlegen von mechanischem Druck an so genannte piezomagnetische Antiferromagnete dar [Bine02]. Beim Piezomagnetismus handelt es sich um die Eigenschaft bestimmter Materialien auf das Anlegen eines äußeren mechanischen Druckes mit der Änderung ihres magnetischen Moments zu antworten. Der bereits im neunzehnten Jahrhundert von Wilhelm Conrad Röntgen entdeckte und 1901 von Woldemar Voigt [Voig01][Voig02] experimentell untersuchte piezomagnetische Effekt wurde nach einer Vorhersage von Igor Ekhtievich. Dzyaloshinskii [Dzia57] schliesslich

1959 von Viktor Andrei S. Borovik-Romanov [Boro59] an CoF_2 und MnF_2 experimentell nachgewiesen.

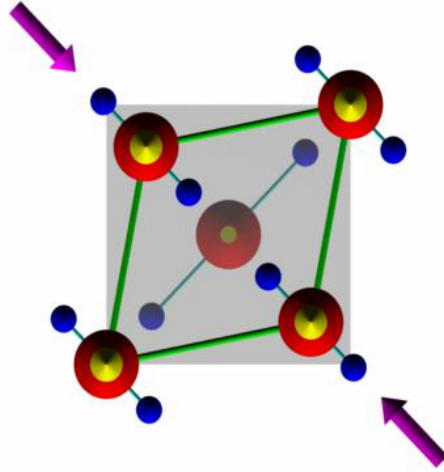


Abbildung 5.4.1 Scherdruck σ_{xy} (lilafarbene Pfeile) angelegt in der $[001]$ Ebene (grau unterlegt) eines FeF_2 -Kristalls. Die Symbole entsprechen der Darstellung in Abbildung 5.1.1. Man erkennt die aus der Scherspannung resultierende Verschiebung zweier Eisenatome, sowie die Dehnung der Bindungen zwischen dem hinter der grauen Fläche liegenden Eisenatom und den beiden zugehörigen Fluor-Atomen. Diese Dehnung ist die Ursache des piezomagnetischen Effekts in FeF_2 [Bine05a]

Auch der uniaxial anisotrope Antiferromagnet Eisenfluorid zeigt piezomagnetisches Verhalten, das selbst im verdünnten System $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2$ noch nachweisbar ist [Kush94]. Bei dem hier betrachteten Exchange Bias-System $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}5\text{nm}/\text{Ag}35\text{nm}$ wird, wie in Abbildung 5.4.1 veranschaulicht, ein einachsiger Scherdruck σ_{xy} in $[110]$ Richtung angelegt[Bine02]. Gemäß dem Zusammenhang,

$$m_z^p = \lambda \sigma_{xy} \frac{l_z}{|l|} \quad (5.4.1)$$

\underline{l}	$\hat{=}$	antiferromagnetischer Vektor
\underline{m}^p	$\hat{=}$	piezomagnetisches Moment
x	$\hat{=}$	$[100]$ -Richtung
y	$\hat{=}$	$[010]$ -Richtung
z	$\hat{=}$	$[001]$ -Richtung

antwortet die Probe mit einem druckinduzierten piezomagnetischem Moment m_z^p [Boro59]. Da dieses Moment in $[001]$ -orientiert ist wirkt es auf das magnetische Moment der Probe in ebendieser Richtung reduzierend ein. Die Auswirkung des druckinduzierten Moments auf die $[001]$ Komponente des magnetischen Moments der Probe ist in Abbildung 5.4.2 veranschaulicht. Man erkennt bei einer temperaturabhängigen Messung des Probenmoments für die mechanisch gespannte Probe auf der gesamten betrachteten Temperaturskala eine Absenkung des Moments gegenüber einer entsprechenden Messung an der lediglich unter natürlicher Scherspannung stehenden Probe. Die Temperaturabhängigkeit der Differenz zwischen den beiden dargestellten Messkurven bewegt sich auf einer 10^{-8} Am^2 -Skala.

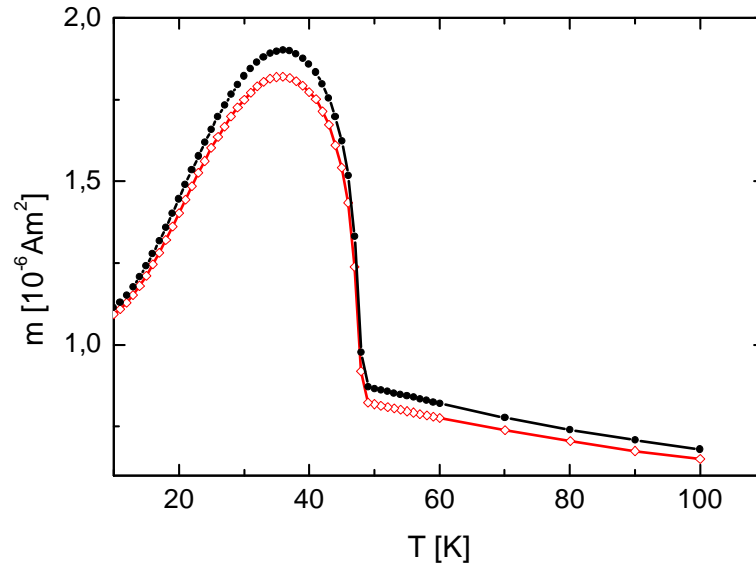


Abbildung 5.4.2 Temperaturabhängigkeit des magnetischen Moments einer $\text{Fe}_{0,6}\text{Zn}_{0,4}\text{F}_2(110)/\text{Fe}5\text{nm}/\text{Ag}35\text{nm}$ -Heterostruktur nach Absättigung der ferromagnetischen Schicht bei 100 K und anschließendem Kühlen in $\mu_0 H_{fr} = 5 \text{ mT}$ auf $T = 10 \text{ K}$ unter künstlich angelegter Scherspannung gemäß Abbildung 5.4.1 (rote geschlossene Kreise) und im Zustand ohne zusätzliche von außen applizierte mechanische Spannung (schwarze offene Kreise) [Bine02].

Gemäß der Meiklejohn-Bean-Formel,

$$H_{EB} = -\frac{JS_{AF}S_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}}, \quad (2.2.6)$$

ist aufgrund der, durch das piezomagnetisch induzierte Moment, verringerten antiferromagnetischen Grenzflächenmagnetisierung mit einer Reduzierung des Exchange Bias-Feldes im Falle eines an die Probe angelegten Druckes zu rechnen. Diese Erwartung sieht man dann auch in Abbildung 5.4.3 bestätigt, die die Hysteresen eines künstlich mechanisch gespannten und eines lediglich aufgrund seiner intrinsischen Eigenschaften mechanisch belasteten Exchange Bias-Systems miteinander vergleicht.

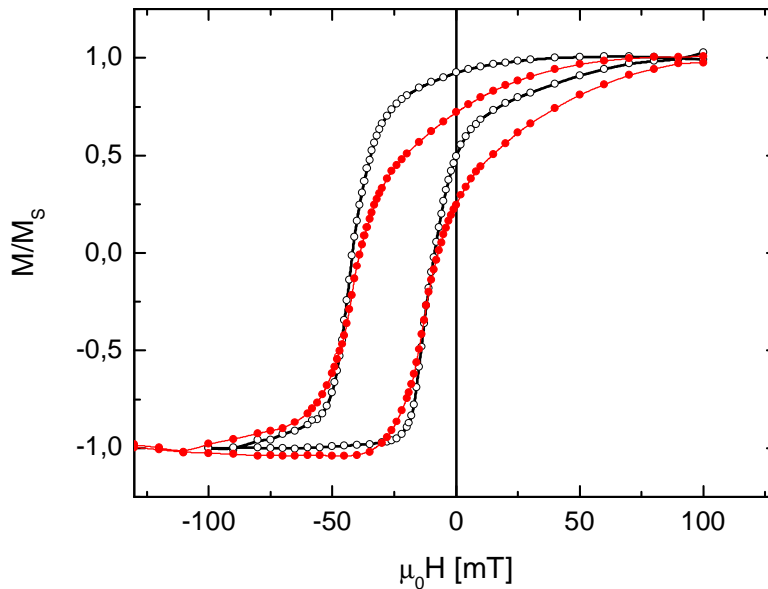


Abbildung 5.4.3 Magnetisierungshysteresen von $\text{Fe}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{F}(110)/\text{Fe}5\text{nm}/\text{Ag}35\text{nm}$ nach Absättigung der ferromagnetischen Schicht bei 100 K und anschließendem Kühlen in $\mu_0 H_{fr} = 5\text{ mT}$ auf $T = 10\text{ K}$ unter künstlich angelegter Scherspannung gemäß Abbildung 5.4.1 (rote geschlossene Kreise) und im Zustand ohne zusätzliche von außen applizierte mechanische Spannung (schwarze offene Kreise) [Bine02].

5.5 Trainieren des Exchange Bias-Feldes

Der so genannte Trainingseffekt stellt eine eigenwillige und nicht besonders häufig experimentell untersuchte Art der Kontrolle des Exchange Bias-Feldes dar. Bei diesem Effekt handelt es sich um die in der Regel unerwünschte Eigenschaft von Exchange Bias-Systemen im Laufe wiederholter Ummagnetisierungen allmählich ihr Exchange Bias Feld zu verringern. Glücklicherweise hält dieser Abbau jedoch nicht unbegrenzt lange an, sondern läuft nach einer endlichen Anzahl von Ummagnetisierungen in einen Sättigungswert[Pacc66][Nogu99a]. In den meisten Systemen findet die Stabilisierung des Exchange Bias-Feldes extrem schnell statt, so dass bestenfalls noch ein Unterschied zwischen der ersten und der zweiten, jedoch nicht mehr zu nachfolgenden Hysteresemessungen nachweisbar ist. Aus diesem Grund darf es als besonders günstiger Umstand gewertet werden, dass die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Exchange Bias-Systeme auf Basis von Nickeloxid eine Beobachtung des Trainingseffektes über zahlreiche Ummagnetisierungen hinweg ermöglichen.

5.5.1 Motivation

Der Domänenzustand eines dreidimensionalen antiferromagnetischen Systems kann in der Regel als metastabil bezeichnet werden. Aus diesem Grund kann man Nichtgleichgewichtsphänomene in der feld-beziehungsweise temperaturgetriebenen Änderung der Magnetisierung beobachten, so dass die Existenz eines Trainingseffekts des Exchange Bias-Feldes nicht allzu überraschend ist. Dieser Effekt zeigt sich in einer Abnahme der Verschiebung der Hystereseschleife nach Durchlaufen mehrerer Ummagnetisierungszyklen, wie es schematisch in Abbildung 5.5.1 dargestellt ist.

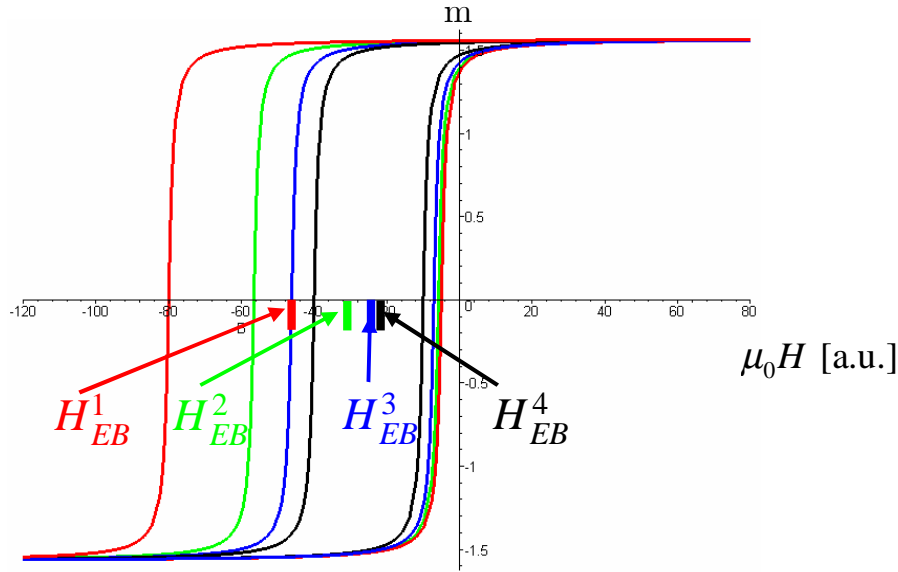


Abbildung 5.5.1 Schematische Darstellung des Trainingeffects mit den Werten für das Exchange Bias-Feld H_{EB}^n nach n Ummagnetisierungen

Üblicherweise findet man, dass die Änderung des Exchange Bias-Feldes nach n Ummagnetisierungen sich proportional zu $n^{-1/2}$ verhält, also

$$\left| H_{EB}^n - H_{EB}^\infty \right| \propto \frac{1}{\sqrt{n}} \quad (5.5.1)$$

gilt, wobei H_{EB}^n für das Exchange Bias-Feld nach n Ummagnetisierungen steht [Pacc66]. Generell rührt der Trainingseffekt von einer Reorientierung antiferromagnetischer Domänen an der antiferromagnetisch-ferromagnetischen Grenzfläche her.

Wie von Josep Nogués und Ivan K. Schuller gezeigt wurde [Nogu99a] ist der Trainingseffekt in Systemen mit polykristalliner antiferromagnetischer Verankerungsschicht deutlich ausgeprägt. In einkristallinen Systemen hingegen wird aufgrund der höheren Stabilität der, gegenüber polykristallinen Proben deutlich größeren, antiferromagnetischen Domänen ein kleinerer Effekt erwartet. Die Korngrösse einer polykristallinen Verankerungsschicht stellt eine obere Grenze für langreichweitige antiferromagnetische

Wechselwirkung dar. Da somit Polykristallinität die langreichweitige antiferromagnetische Ordnung begrenzt, wird die Metastabilität der antiferromagnetischen Domänenkonfiguration, die eine entscheidende Voraussetzung für den Trainingseffekt darstellt, verstärkt. Polykristallinität ist jedoch nicht der einzige Anlass zur Ausbildung antiferromagnetischer Domänen, ebenso können sie als Folge von durch Fehlstellen induzierten Zufallsfeldern oder struktureller Unordnung an der Grenzfläche entstehen. Aus diesem Grund darf ein Exchange Bias-Feld auch in Systemen mit einkristallinen antiferromagnetischen Verankerungsschichten erwartet werden. Antiferromagnetische Domänenzustände in Nickeloxid wurden bereits von vielen Gruppen ausgiebig untersucht [Berk64][Schl71b][Iwas97], so dass die Präparation von Nickeloxid-basierten Exchange Bias-Systemen zum Nachweis des Trainingseffekts viel versprechend erscheint. Zu diesem Zweck wurden im Rahmen dieser Arbeit dünne Eischichten auf die kompensierten (001)-Oberflächen von Nickeloxideinkristallen mittels Molekularstrahlepitaxie aufgewachsen. Gemäß der Meiklejohn-Bean-Formel ist das Exchange Bias-Feld gegeben durch:

$$H_{EB} = -\frac{JS_{AF}S_{FM}}{\mu_0 M_{FM} t_{FM}} \quad (2.2.6)$$

Da alle in die Gleichung (2.2.6) eingehenden Größen bis auf S_{AF} als von n unabhängig betrachtet werden können, liegt die Annahme nahe, dass ähnlich wie bei der bereits in Kapitel 5.4 betrachteten druckinduzierten Kontrolle des Exchange Bias, auch die Ursache des Trainingseffekts in der antiferromagnetischen Grenzflächenmagnetisierung zu finden ist. Zum Nachweis dieser Vermutung wurde die n -Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung der betrachteten nickeloxidbasierten Heterostrukturen sehr genau gemessen. Die Sättigungsmagnetisierung enthält sowohl einen konstanten als auch einen zyklusabhängigen Anteil. Es wurde gezeigt,

dass letzterer die gleiche n -Abhängigkeit wie das Exchange Bias-Feld besitzt und somit offensichtlich einen wesentlichen Grund für den Trainingseffekt darstellt.

5.5.2 Charakterisierung der Proben

Auf die (001)-Oberfläche von Nickeloxid-Einkristallen, deren strukturelle und magnetische Konfiguration der Darstellung in Abbildung 5.5.2 genügt, wird eine dünne Schicht aus Eisen mittels Molekularstrahlepitaxie aufgewachsen. Hierzu wird die Oberfläche des Kristalls zunächst mithilfe eines Argonionenstrahls gereinigt und anschließend unter Ultrahochvakuumbedingungen eine Eischicht aufgewachsen. Während des Wachstumsprozesses wird die Probe bei einer Temperatur von 142K thermisch stabilisiert, da bei nennenswert höheren Temperaturen keine Benetzung mehr stattfindet. Die Aufdampftrate während des Wachstumsvorgangs liegt bei $0,01\text{nm/s}$. Eine anschließend aufgebraachte Abdeckschicht aus Silber beziehungsweise Platin hilft eine zu rasche Oxidation der dünnen Eischicht zu vermeiden. Eine typische Probe ist in Abbildung 5.5.3 schematisch dargestellt.

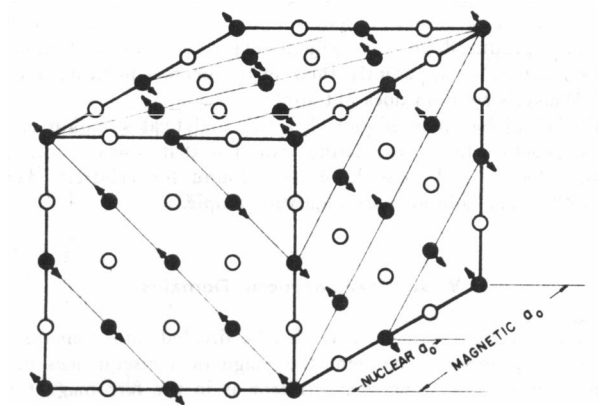


Abbildung 5.5.2 Darstellung der strukturellen und magnetischen Struktur von Nickeloxid [Roth60]

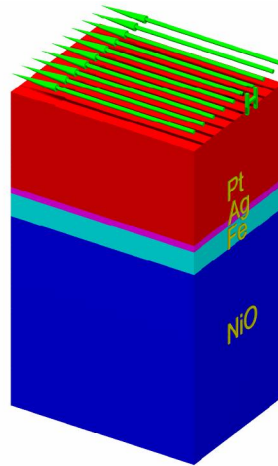


Abbildung 5.5.3 Aufbau des betrachteten Heterosystems: $\text{NiO}(001)/\text{Fe}[12\text{nm}]/\text{Ag}(3,4\text{nm})/\text{Pt}(12\text{nm})$ mit verwendeter Feldgeometrie

Im Anschluss an den Präparationsvorgang wird das Heterosystem mittels Röntgendiffraktometrie charakterisiert. Das so erhaltene und in Abbildung 5.5.4 dargestellte Diffraktogramm bestätigt mit seinen (110)- und (220)-Linien bei $44,7^\circ$ beziehungsweise $65,1^\circ$ die (110)-Texturierung der Eisenschicht. Auch die deutlich ausgeprägten (002) und (004)-Linien von Nickeloxid sind klar zu erkennen, was die (001)-Orientierung der Oberfläche des Nickeloxid-Einkristalls bestätigt [Hoch02].

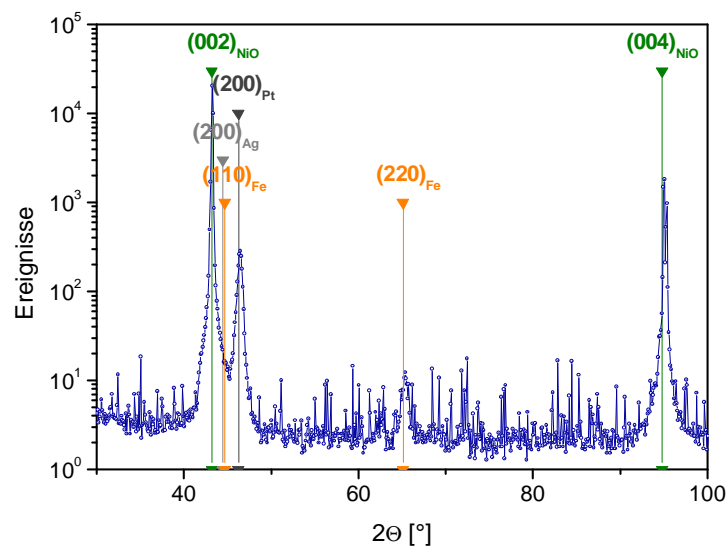


Abbildung 5.5.4 Röntgenweitwinkeldiffraktogramm der Probe $\text{NiO}(001)/\text{Fe}[12\text{nm}]/\text{Ag}(3,4\text{nm})/\text{Pt}(12\text{nm})$ [Hoch02]

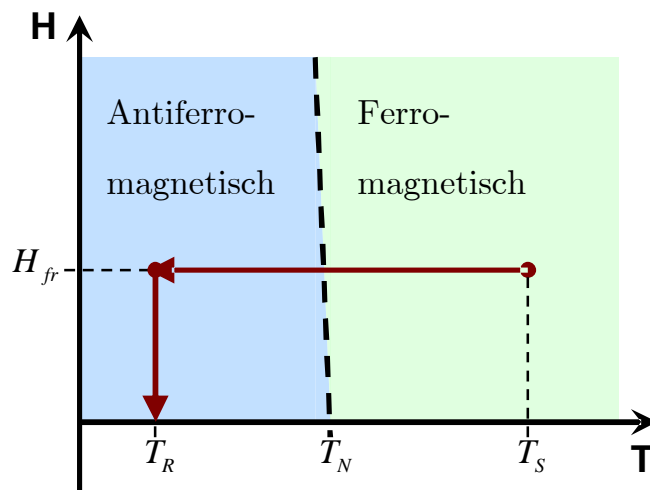


Abbildung 5.5.5 Magnetische Präparation der Probe durch einen Einfrierprozess von $T_s = 673 \text{ K}$ durch $T_N = 523,15 \text{ K}$ auf Raumtemperatur T_R in einem angelegten magnetischen Feld $\mu_0 H_{fr} = 0,5 \text{ T}$ und anschließendes Abschalten des Feldes bei Raumtemperatur.

Im Anschluss an die strukturelle Präparation und Charakterisierung erfolgt die, in Abbildung 5.5.5 veranschaulichte, magnetische Präparation des Exchange Bias-Systems durch Abkühlen der Probe von 673 K auf Raumtemperatur in einem magnetischen Feld von $0,5 \text{ T}$. Dieser Feldkühlprozess induziert die unidirektionale magnetische Anisotropie, die für das Exchange Bias-Feld verantwortlich zeichnet.

5.5.3 Messung und Datenanalyse

Die magnetische Charakterisierung des Exchange-Bias Systems geschieht mit SQUID-magnetometrischen Methoden. Die Probe wird auf 5 K abgekühlt. Anschließend werden ausgehend vom jungfräulichen Zustand der Probe in einem angelegten planaren Feld, das parallel zum zuvor angelegten Einfrierfeld H_{fr} orientiert ist, aufeinander folgende Magnetisierungshysteresen durchlaufen. Die erste Hysterese zeigt ein Exchange Bias-Feld von $H_{EB}^1 = 9,51 \text{ mT}$, das mit

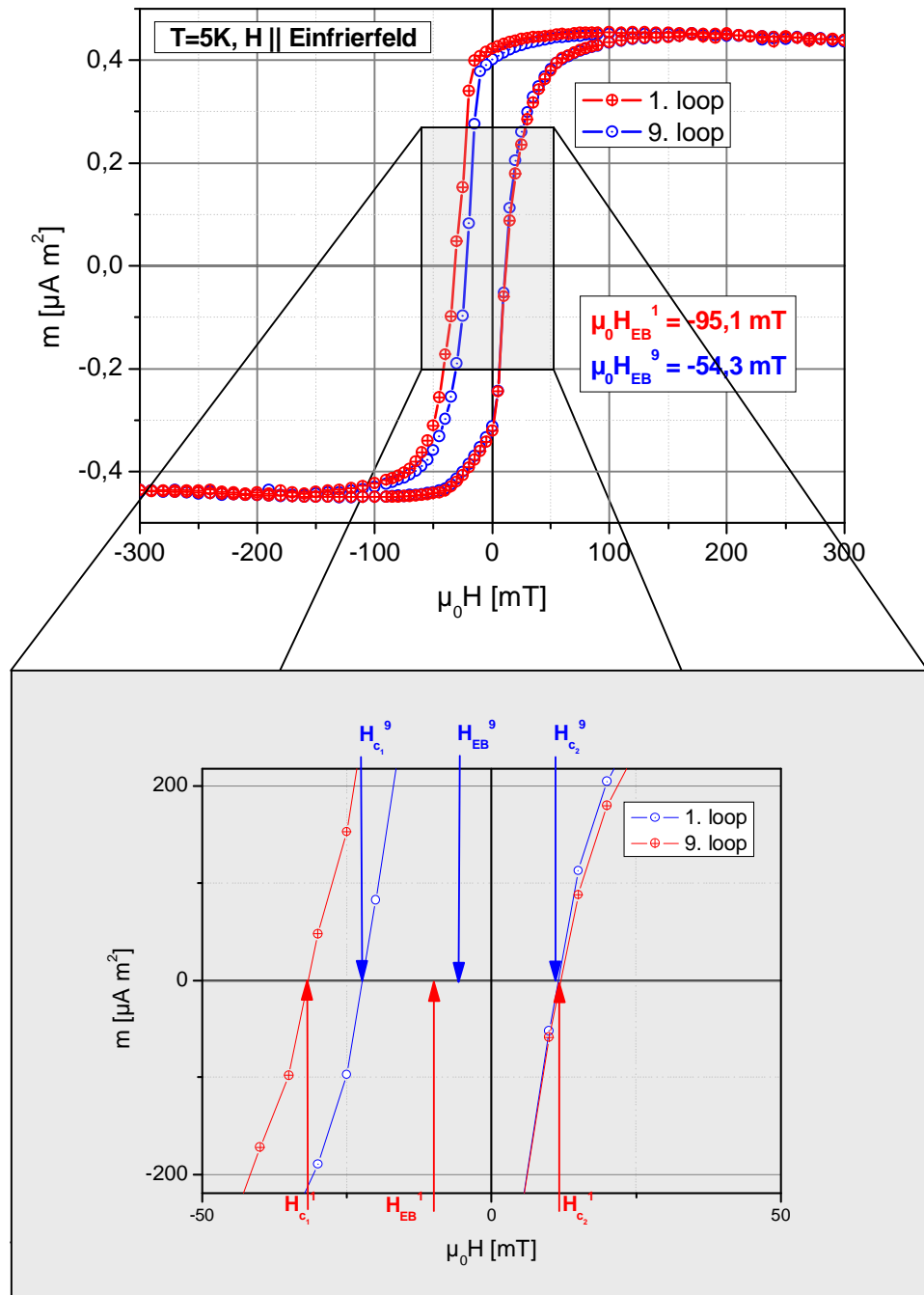


Abbildung 5.5.6 Oben: Erste (rot) und neunte (blau) Magnetisierungshysterese der Heterostruktur $\text{NiO}(001)/\text{Fe}[12\text{nm}]/\text{Pt}[12\text{nm}]$. Unten: Vergrößerter Ausschnitt aus der Nähe des Nulldurchgangs mit den Exchange Bias-Feldern H_{EB}^n und den Koerzitivfeldern $H_{c_1}^n$ und $H_{c_2}^n$ der $n=1$ beziehungsweise $n=9$ Hysterese. [Hoch02]

zunehmender Zahl der Ummagnetisierungen bis zur neunten Hysterese auf einen Wert von $H_{EB}^9 = 5,43 \text{ mT}$ absinkt. Abbildung 5.5.6 zeigt die erste und die neunte Magnetisierungshysterese, nach Abzug eines kleinen diamagnetischen Untergrund-Anteils [Hoch02].

Wie sich zeigt, ist die Subtraktion des Untergrundes entscheidend für die Bestimmung der absoluten Sättigungsmagnetisierung. Aus diesem Grund folgt zunächst eine Beschreibung des zur Eliminierung des Untergrundes verwendeten Verfahrens.

Das gesamte Moment m , welches durch SQUID-Magnetometrie gemessen wird kann dargestellt werden als

$$m = m_{FM} + m_{AF} + m_D, \quad (5.5.2)$$

wobei m_{FM} das magnetische Moment der Eischicht, m_{AF} das der antiferromagnetischen Schicht und m_D den durch den Probenhalter erzeugten diamagnetischen Untergrund darstellt. Letzterer ist eine ungerade Funktion des magnetischen Feldes, die von einer feldunabhängigen Suszeptibilität $\chi_D < 0$ herrührt. Die n -Abhängigkeit des Gesamtmomentes m rührt vom antiferromagnetischen Beitrag m_{AF} her. Dieser Anteil m_{AF} beinhaltet sowohl einen domäneninduzierten Beitrag, der für den Trainingseffekt verantwortlich zeichnet, als auch einen reversiblen Teil. Der ferromagnetische Anteil m_{FM} kann in der Nähe der Sättigung, wo Nukleationsprozesse bei der Magnetisierungsumkehr der Eischicht vernachlässigbar sind, gut durch einen Mean-Field-Ansatz beschrieben werden [Blun01]:

$$m_{FM} = m_{FM}^0 L \left(\frac{g \mu_B \mu_0}{k_B T} + (H + \lambda m_{FM}) \right) \quad (5.5.3)$$

$$\begin{aligned}
\text{mit} \quad m_{FM}^0 &\triangleq \text{Sättigungsmoment der ferromagnetischen Schicht} \\
\lambda m_{FM} &\triangleq \text{Konstante} \\
L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} &\triangleq \text{Langevin-Funktion}
\end{aligned}$$

Im Bereich der Sättigung kann λm_{FM} in guter Näherung als konstant bezüglich des Magnetfeldes H betrachtet werden, so dass $\lambda m_{FM} \approx \lambda m_{FM}^0$ gilt. Unter Berücksichtigung der Ableitung von m_{FM} zuzüglich einer Konstanten $\chi = \chi_{AF} + \chi_D$ kann man nun die Ableitungen der Funktion (5.5.2),

$$\frac{dm}{dH} = \frac{d}{dH} m_{FM}^0 L \left(\frac{g \mu_B \mu_0}{k_B T} + (H + \lambda m_{FM}) \right) + \underbrace{\frac{dm_{AF}}{dH} + \frac{dm_D}{dH}}_{\chi} \quad (5.5.4)$$

numerisch an die einzelnen Magnetisierungshysteresen anpassen. Aufgrund der Unabhängigkeit des Ausdrucks $\chi = \chi_{AF} + \chi_D$ von n ist eine arithmetische Mittelung der Ergebnisse für χ zulässig. Diese liefert für χ einen Wert von $\chi = -1,34 \cdot 10^{-8} \text{ Am}^2/\text{T}$. Eine typische Anpassung der Funktion (5.5.4) an Messdaten ist in Abbildung 5.5.7 dargestellt. Als Basis für die Anpassung dienten ausschließlich Daten aus der Nähe der Sättigung, wo $\frac{dm}{dH} \leq 0$ gilt. Mit den solchermaßen gewonnen Werten für die Untergrundsuszeptibilität χ ist man nun in der Lage das Messsignal von seinem Untergrund zu befreien. Die so bereinigten Daten ermöglichen schließlich die Bestimmung des Exchange Bias-Feldes [Hoch02].

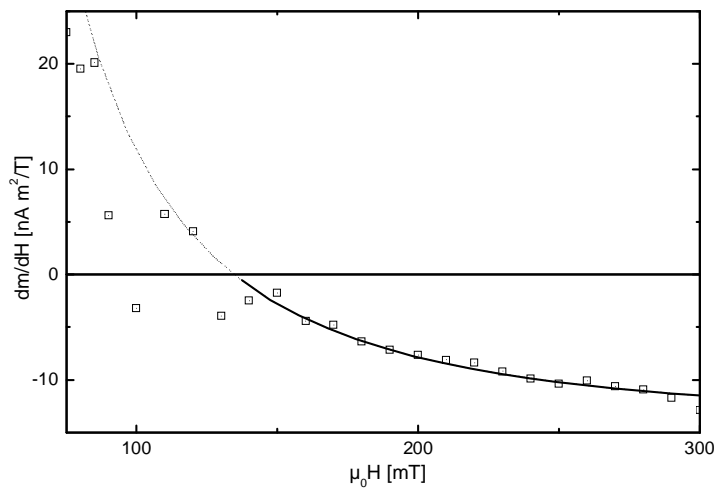


Abbildung 5.5.7 Anpassung der Funktion (5.5.4) an typische Messdaten. Die durchgezogene Linie stellt die angepasste Funktion im Bereich der der Anpassung zugrunde liegenden Daten dar, während die gestrichelte Kurve ihre Extrapolation zu kleineren Feldwerten hin repräsentiert.[Hoch02]

Abbildung 5.5.8 zeigt das Exchange Bias-Feld sowie die Koerzitivfelder als Funktion von n . Offensichtlich wird der Exchange Bias hauptsächlich vom Koerzitivfeld H_{c1} getragen, während H_{c2} zwar ein ähnliches, vom Betrag her jedoch deutlich schwächer ausgeprägtes Verhalten bezüglich n zeigt. Das quantitativ stark unterschiedliche, qualitativ jedoch sehr ähnliche Verhalten von H_{c1} und H_{c2} legt nahe, dass verschiedene Magnetisierungsmechanismen vorliegen. Dieses Verhalten wurde auch an Kobaltoxid-Kobalt-Schichtsystemen beobachtet [Radu02], in denen in der Nähe von H_{c1} Domänennukleation und Wandpropagation beobachtet wurden, während bei H_{c2} kohärente Rotation den entscheidenden Ummagnetisierungsprozess darstellt. Weiterhin wurde gefunden, dass die erste Hysterese vom jungfräulichen Zustand aus in dem Sinne eine Ausnahme darstellt, als dass bei H_{c1} eine reine 180° -Domänenwandbewegung stattfindet. In Übereinstimmung mit diesem Befund wird in dem hier betrachteten Nickeloxid-Eisen-Heterosystem

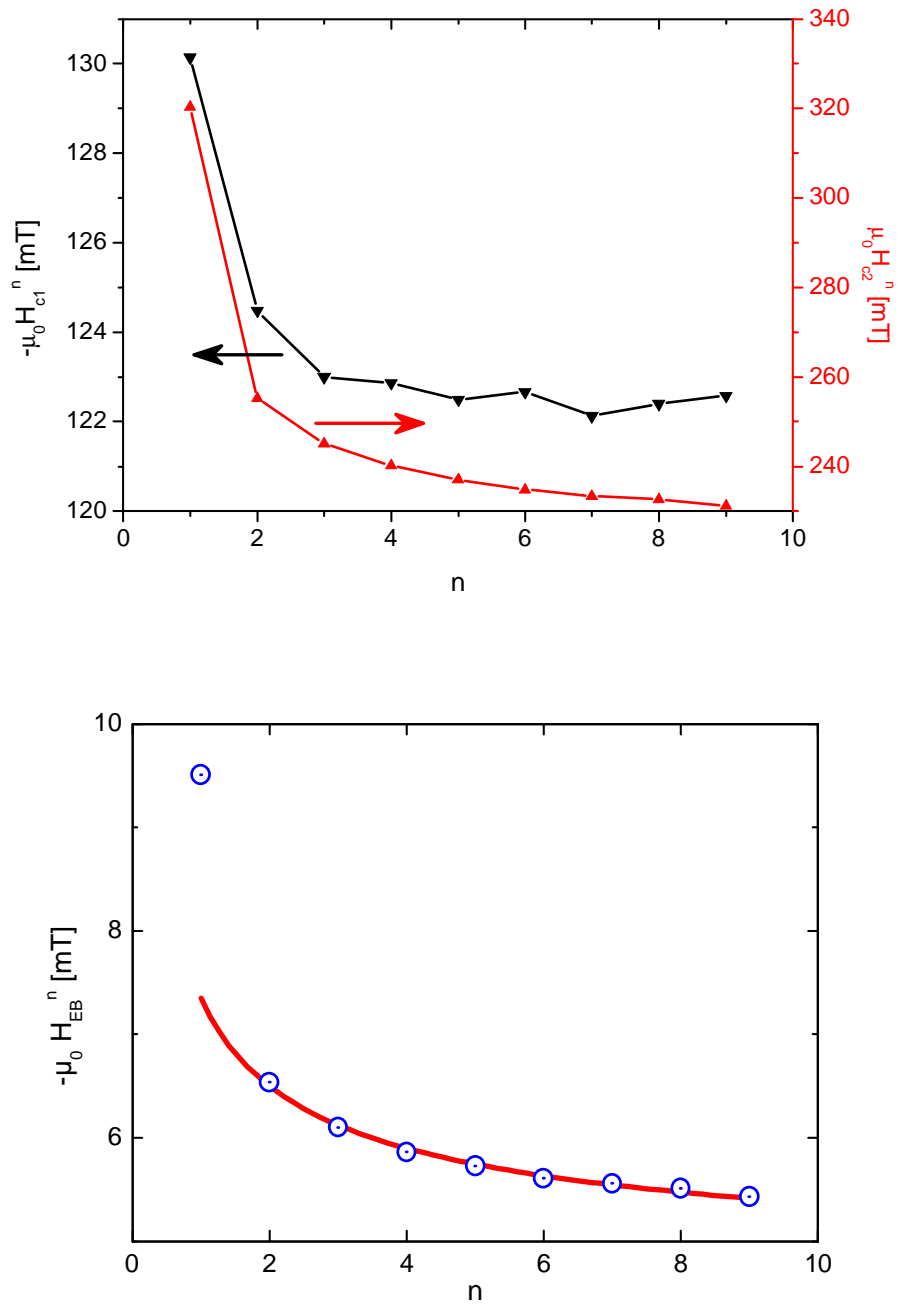


Abbildung 5.5.8 Oben: Koerzitivfelder von $\text{NiO}(001)/\text{Fe}[12\text{nm}]/\text{Pt}[12\text{nm}]$ bei einer Temperatur von $T = 5\text{ K}$ als Funktion der Zahl der durchlaufenen Magnetisierungshysteresen; Unten: Aus den oben dargestellten Koerzitivfeldern durch arithmetische Mittelung bestimmtes Exchange Bias-Feld, sowie Anpassung der Funktion (5.5.1) an die Daten. [Hoch02]

ein außergewöhnlich großer Trainingseffekt zwischen der ersten und der zweiten Hysterese gefunden.

Die angepasste Funktion in Abbildung 5.5.8 zeigt, dass lediglich die Daten für $n \geq 2$ sehr gut durch die Proportionalität (5.5.1) beschrieben werden können. Der Datenpunkt bei $n=1$ lässt sich durch die genannte Funktion nicht beschreiben, was auch bereits in anderen Publikationen angemerkt wurde [Pacc66][Nogu99a]. Eine auf der Landau-Khalatnikov-Theorie der zeitabhängigen freien Enthalpie basierende rekursive Sequenz zur Beschreibung der gemessenen Daten, die auch den ersten Datenpunkt hinreichend gut zu beschreiben in der Lage ist, ist in einer Arbeit von Christian Binek dargestellt [Bine04].

Um die Korrelation zwischen dem Trainingseffekt für $n > 1$ und der Abnahme von m_{AF} mit zunehmenden Werten für n zu beweisen soll hier zunächst die totale Sättigungsmagnetisierung der betrachteten Probe nach Subtraktion von $\chi \cdot H$ beschrieben werden. Aufgrund der Kleinheit der $m_n(H)$ -Werte ist es notwendig eine Mittelwertbildung durchzuführen um den Sättigungswert der Folge m_n bestimmen zu können. Eine sinnvolle Mittelung lässt sich beschreiben durch

$$\overline{m_n} = \frac{1}{\Delta H_2} \int_{H_{c1} + \Delta H_1}^{H_{c1} + \Delta H_1 + \Delta H_2} m_n(H) dH, \quad (5.5.5)$$

wobei $\Delta H_1 = 149,5 \text{ mT}$ und $\Delta H_2 = 150,5 \text{ mT}$ den Bereich der Sättigungsmagnetisierung definieren. Obwohl die durch m_{AF} verursachte vertikale Verschiebung der Hystereskurven den positiven und negativen Teil der Kurven gleichermaßen beeinflusst, bleibt die hier verwendete Mittelung auf den positiven Teil der Abwärts-Äste der einzelnen Hysteresemessungen beschränkt, da die entsprechenden negativen und positiven Teile der Messkurven ein starkes Rauschen, verursacht durch so genanntes Flusskriechen in der supraleitenden Spule des Magnetometers, zeigen. Bei der erwähnten Betrachtung ist

es von hoher Wichtigkeit die Messdaten vom Untergrund zu befreien bevor die Mittelung durchgeführt wird, da sich das Integrationsintervall proportional zu H_{c1} verschiebt und somit anderenfalls für die verschiedenen Werte für $\overline{m_n}$ verschiedene Untergrundbeiträge Berücksichtigung fänden. Die Verschiebung des Integrationsintervalls als Funktion von H_{c1} ist übergeordneter Bedeutung um sicherzustellen, dass die Integration für jeden der neun untersuchten Äste jeweils im gleichen quasigesättigten ferromagnetischen Zustand stattfindet. Hierdurch wird eine künstliche Korrelation zwischen $\overline{m_n}$ und dem Exchange Bias-Feld H_{EB} vermieden [Hoch02].

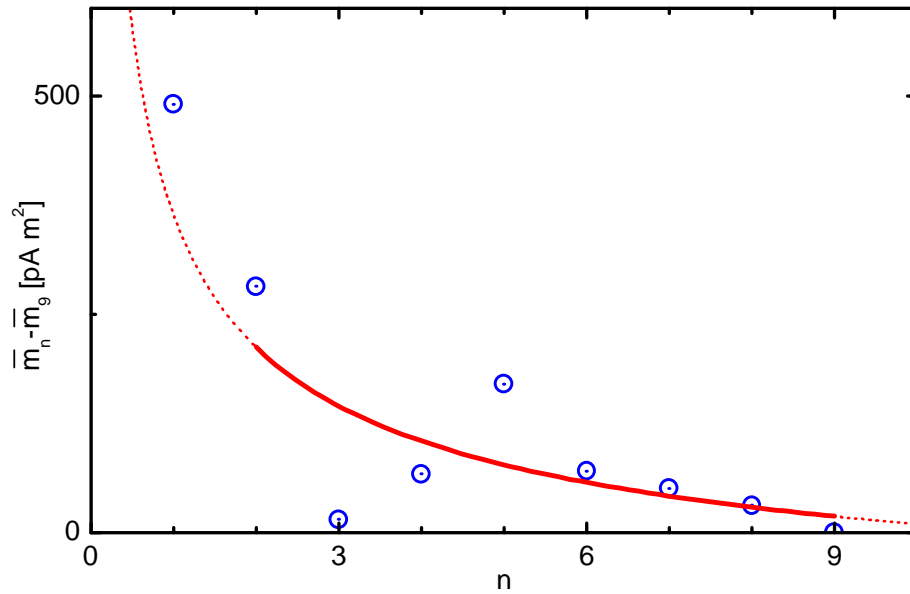


Abbildung 5.5.9 Abnahme der Sättigungsmagnetisierung $\overline{m_n}$ als Funktion der Anzahl der Ummagnetisierungsvorgänge [Hoch02]

Die solchermaßen ermittelten Werte für $\overline{m_n} - \overline{m_{n=9}}$ sind in Abbildung 5.5.9 zusammen mit einer an die Daten gemäß der Proportionalität (5.5.1) angepassten $1/\sqrt{n}$ -Abhängigkeit dargestellt. Die Subtraktion $\overline{m_n} - \overline{m_{n=9}}$ eliminiert die große, aber konstante ferromagnetische

Sättigungsmagnetisierung, die ungefähr um den Faktor 10^3 größer als die Differenz $\overline{m_n} - \overline{m_{n=9}}$ ist. Offensichtlich zeigt die Abnahme von $\overline{m_n} - \overline{m_{n=9}}$ bezüglich n eine qualitative Ähnlichkeit mit der, in Abbildung 5.5.8 dargestellten, n -Abhängigkeit des Exchange Bias-Feldes. Zum Nachweis der direkten Proportionalität zwischen H_{EB}^n und der Abnahme der Sättigungsmagnetisierung wird in Abbildung 5.5.10 $\mu_0 H_{EB}^n$ gegen $\overline{m_n} - \overline{m_{n=9}}$ aufgetragen. Die Werte für $\overline{m_n} - \overline{m_{n=9}}$ reichen dicht an die Messgenauigkeit des SQUID-Magnetometers von ungefähr 100 pA m^2 heran. Aus diesem Grund ist zur Bestimmung von m_n die zuvor beschriebene statistische Herangehensweise notwendig. Die durchgezogene Linie in Abbildung 5.5.10 zeigt das Ergebnis einer linearen Regression auf die dargestellten Daten. Innerhalb der Messgenauigkeit genügen die Datenpunkte mit Ausnahme des ersten, der für sein außergewöhnliches Verhalten bekannt ist, der linearen Beschreibung. Die Daten beweisen, dass der Trainingseffekt mit einer Reduzierung des antiferromagnetischen Grenzflächenmoments verknüpft ist.

Unglücklicherweise kann eine integrale SQUID-magnetometrische Messung nicht zwischen dem antiferromagnetischen Volumen- und Grenzflächenmoment unterscheiden. Unter der Annahme jedoch, dass das Exchange Bias-Feld ausschließlich von der antiferromagnetischen Grenzflächenmagnetisierung S_{AF} abhängt, kann aus der Linearität zwischen Exchange Bias-Feld H_{EB} und der Reduzierung der Sättigungsmagnetisierung $\overline{m_n} - \overline{m_{n=9}}$ eine lineare Korrelation zwischen S_{AF} und H_{EB} abgeleitet werden.

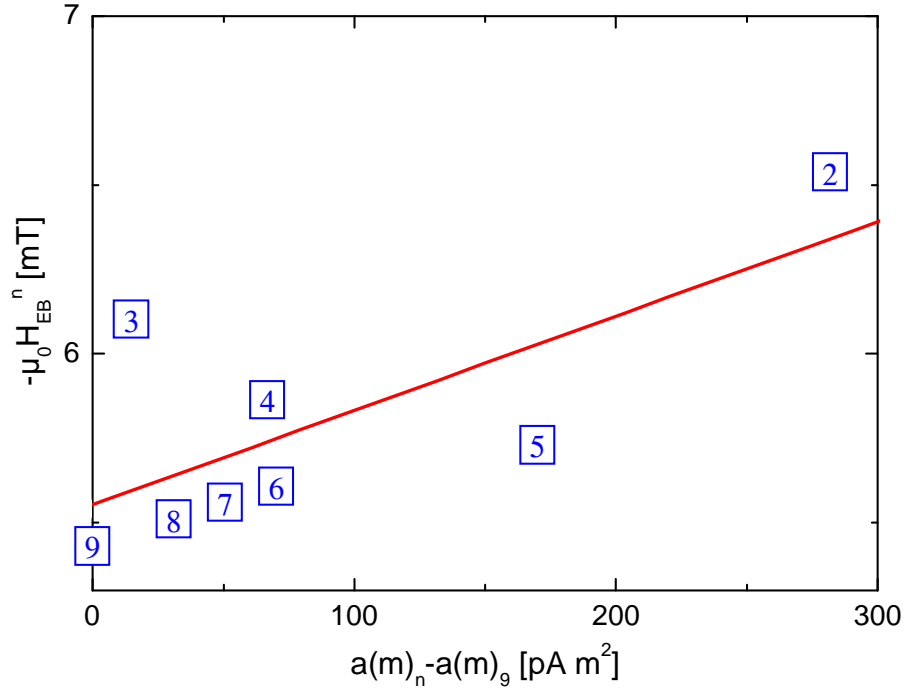


Abbildung 5.5.10 Beziehung zwischen dem Exchange Bias Feld H_{EB}^n nach n Ummagnetisierungen und dem Überschussmoment $\overline{m_n - m_g}$. Die Zahlen in den Kästchen geben die Anzahl der bis zur jeweiligen Hysteresemessung durchlaufenen Ummagnetisierungen an. Die rote Linie repräsentiert die beste Anpassung einer Geraden an die Messdaten.[Hoch02]

Es verdient besondere Erwähnung, dass eine von 0 verschiedene antiferromagnetische Volumenmagnetisierung M_{AF} nichtlineare Beiträge liefert, die proportional zu $M_{AF} S_{AF}$ sind [Bine01]. Diese konnten jedoch im Rahmen der hier vorgestellten Messungen innerhalb der Messgenauigkeit nicht nachgewiesen werden. Stattdessen wird der einfache Meiklejohn-Bean-Ansatz, der eine lineare Abhängigkeit H_{EB}^n von S_{AF} beschreibt einmal mehr bestätigt [Hoch02].

5.5.4 Zusammenfassung

Das Exchange Bias-Feld einer Nickeloxid-Eisen-Heterostruktur und der zugehörige Trainingseffekt wurden mithilfe von SQUID-Magnetometrie gemessen. In Übereinstimmung mit Ergebnissen an Kobalt-Kobaltoxid [Radu02] entsteht er überwiegend aus einer Verschiebung von H_{c1} während H_{c2} nahezu unverändert bleibt. Der Trainingseffekt wird begleitet von einer von der Zahl der Ummagnetisierungen abhängigen Abnahme des totalen Sättigungsmoments der Probe. Die direkte Proportionalität zwischen dem Exchange Bias-Feld und dieser Momentabnahme wurde nachgewiesen. Die Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit dem phänomenologischen Ansatz von Meiklejohn und Bean, der eine lineare Abhängigkeit des Exchange Bias-Feldes von der antiferromagnetischen Grenzflächenmagnetisierung voraussagt.

5.6 Elektrische Kontrolle des Exchange Bias-Feldes

Neben den bisher dargestellten Methoden zur extrinsischen Kontrolle des Exchange Bias-Feldes, kommt der elektrischen Steuerung des Bias-Feldes eine herausragende Bedeutung zu. Schon der Aufbau der elektrisch kontrollierbaren Systeme aus einer magnetoelektrischen und einer ferromagnetischen Schicht, der eine Beschreibung solcher Proben als eine Art künstliches Multiferroikum zulässt [Bori06], ist angetan besonderes Augenmerk auf das physikalische Verhalten dieser Art von austauschgekoppelten Anordnungen zu legen. Ein ebenso schwerwiegendes Argument für eine besondere Beachtung des elektrischen Kontrollmechanismus liegt jedoch auch in seiner technologischen Relevanz, die unter anderem den Weg zu einer neuen Art von magnetischen Speicher- und Logikelementen eröffnet [Chen06][Hoch06].

5.6.1 Motivation

Wie aus den bisher genannten Beispielsystemen offenbar wird liegt der Schlüssel zur Steuerung des Exchange Bias in der Kontrolle des antiferromagnetischen Grenzflächenmoments. Dementsprechend sollte also, wie es in Abbildung 5.6.1 skizzenhaft dargestellt ist, ein durch äußere elektrische Felder E beeinflussbares magnetisches Grenzflächenmoment S_{AF} der antiferromagnetischen Komponente zu einer elektrischen Kontrollierbarkeit des Exchange Bias-Feldes führen.

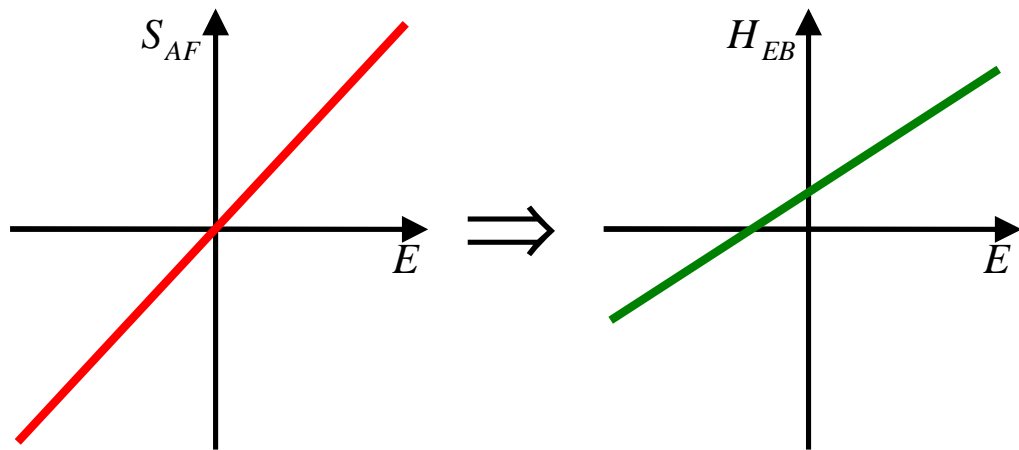


Abbildung 5.6.1 Schematische Darstellung: Ein von außen an ein Exchange Bias-System angelegtes elektrisches Feld generiert ein antiferromagnetisches Grenzflächenmoment. Diese Kopplung führt zu einer elektrischen Steuerbarkeit des Exchange Bias-Feldes

Diese Art der Kopplung von elektrischem Feld und magnetischem Moment wird allgemein als magnetoelektrischer Effekt bezeichnet und wurde erstmals 1894 von Pierre Curie vorgeschlagen. Nach einer wechselvollen Geschichte, in der 1924 von Auguste Piccard sogar die Unmöglichkeit des Effektes vorgeschlagen wurde, wurde 1957 von Lev Davidovich Landau und Evgenni Mikhailovich Lifshitz schließlich der Effekt für bestimmte Symmetrieklassen von magnetischen Kristallen vorhergesagt [Curi94][Picc24][Land57]

[Odel70]. Materialien, die den elektromagnetischen Effekt zeigen, antworten auf ein elektrisches Feld mit einem magnetischen Moment gemäß Gleichung (5.6.1):

$$\begin{aligned}\underline{P} &= \chi_{(e)}\underline{E} + \chi_{(em)}\underline{B} \\ \underline{M} &= \chi_{(me)}\underline{E} + \chi_{(m)}\underline{B}\end{aligned}\tag{5.6.1}$$

In den genannten Zusammenhängen steht \underline{P} für die elektrische Polarisierung der Probe. Sie besitzt bei Anwesenheit eines magnetischen Feldes \underline{B} aufgrund der elektromagnetischen Suszeptibilität $\chi_{(em)}$ einen Anteil zusätzlich zu dem rein elektrisch via elektrischer Suszeptibilität $\chi_{(e)}$ durch das Feld \underline{E} induziertem Anteil. Analog erhält man beim Anlegen eines elektrischen Feldes \underline{E} aufgrund der magnetoelektrischen Suszeptibilität $\chi_{(me)}$ eine Magnetisierung des magnetoelektrischen Materials, die zusammen mit der durch das Magnetfeld \underline{B} mittels $\chi_{(m)}$ generierten Magnetisierung die Gesamtmagnetisierung \underline{M} darstellt. Die verschiedenen in Gleichung (5.6.1) auftretenden Suszeptibilitäten stellen Komponenten des jeweiligen Suszeptibilitätstensors dar. Aufgrund der in den hier betrachteten Systemen verwendeten Feldgeometrie, bei der das elektrische und magnetische Feld parallel zueinander orientiert sind, ist lediglich die Betrachtung einer Komponente der \underline{E} - beziehungsweise \underline{B} -Vektoren notwendig. Insbesondere lassen sich die magnetoelektrischen Suszeptibilitätstensoren so auf eine skalare Grösse α reduzieren, so dass sich Gleichung (5.6.1) für die im folgenden betrachteten Systeme auf einen einfachen skalaren Zusammenhang zurückführen lässt,

$$M_z = \alpha E_z\tag{5.6.2}$$

Systeme, die ein magnetoelektrisches Verhalten zeigen, müssen gewissen Symmetrieeigenschaften genügen:

- ihre Zeitumkehrsymmetrie (Θ) muss gebrochen sein,
- ihre Rauminversionssymmetrie (P) muss gebrochen sein,
- sie müssen symmetrisch hinsichtlich der Operation ΘP sein.

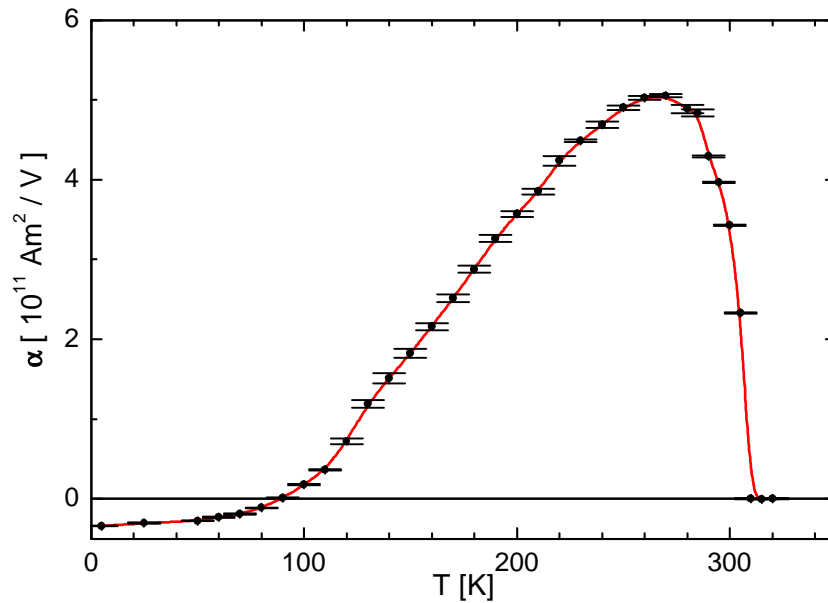


Abbildung 5.6.2 Magnetoelektrischer Koeffizient α eines Chromoxideinkristalls als Funktion der Temperatur [Hoch04]

Kurz nachdem Igor Ekhievich Dzyaloshinskii 1959 gezeigt hatte, dass Chromoxid, Cr_2O_3 , diesen Bedingungen genügt [Dzia59], wurde der magnetoelektrische Effekt von D. N. Astrov noch im gleichen Jahr an eben diesem System erstmals experimentell nachgewiesen [Astr59]. Sowohl die hieraus resultierende große Basis an wissenschaftlichen Veröffentlichungen über Chromoxid, als auch die Größe des Effekts in diesem Material ließ es somit als erste Wahl für Experimente zum elektrisch gesteuerten Exchange Bias im Rahmen der vorliegenden Arbeit erscheinen. Die erste Messung des oben genannten magnetoelektrischen Koeffizientens α in einem magnetoelektrischen Volumensystem mittels SQUID-Magnetometrie

wurde im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt und ist in Abbildung 5.6.2 dargestellt [Hoch04].

5.6.2 Charakterisierung der Proben

Bei Chromoxid handelt es sich um einen Antiferromagneten mit einer Néel-Temperatur von $307,5\text{ K}$, die oberhalb der Raumtemperatur liegt und ihn somit zu einem interessanten System auch für technische Anwendungen macht. Chromoxid kristallisiert in Korundstruktur in Form einer Ionenverbindung zwischen den Cr^{3+} -Ionen des 3d-Übergangsmetalls Chrom und O^{2-} -Ionen, wie es in Abbildung 5.6.3 dargestellt ist. Die Struktur lässt sich als hexagonal dichteste Packung der Sauerstoffionen beschreiben, in der zwei von drei oktaedrischen Lücken mit Chromionen besetzt sind. Die $[111]$ -Achse der rhomboedrischen Einheitszelle stimmt mit der $[0001]$ -Achse der hexagonalen überein. Die Spins der Chromionen sind entlang der c -Achse antiferromagnetisch ausgerichtet. Bei Chromoxid handelt es sich also um einen einachsigen Antiferromagneten.

Der mikroskopische Ursprung des magnetoelektrischen Effekts liegt nun in einer elektrisch induzierten geringfügigen spinabhängigen Verschiebung der Cr^{3+} -Ionen entlang der Achse, die dafür sorgt, dass die Chromionen ein verändertes Kristallfeld spüren, was über die Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einem Nettomoment im Antiferromagneten führt. Die verschiedenen Konfigurationen der Chromionen ermöglichen die Identifikation verschiedener antiferromagnetische Domänen. Es sei noch angemerkt, dass der piezomagnetische Effekt in Chromoxid aus Symmetriegründen verboten ist [Birs66]

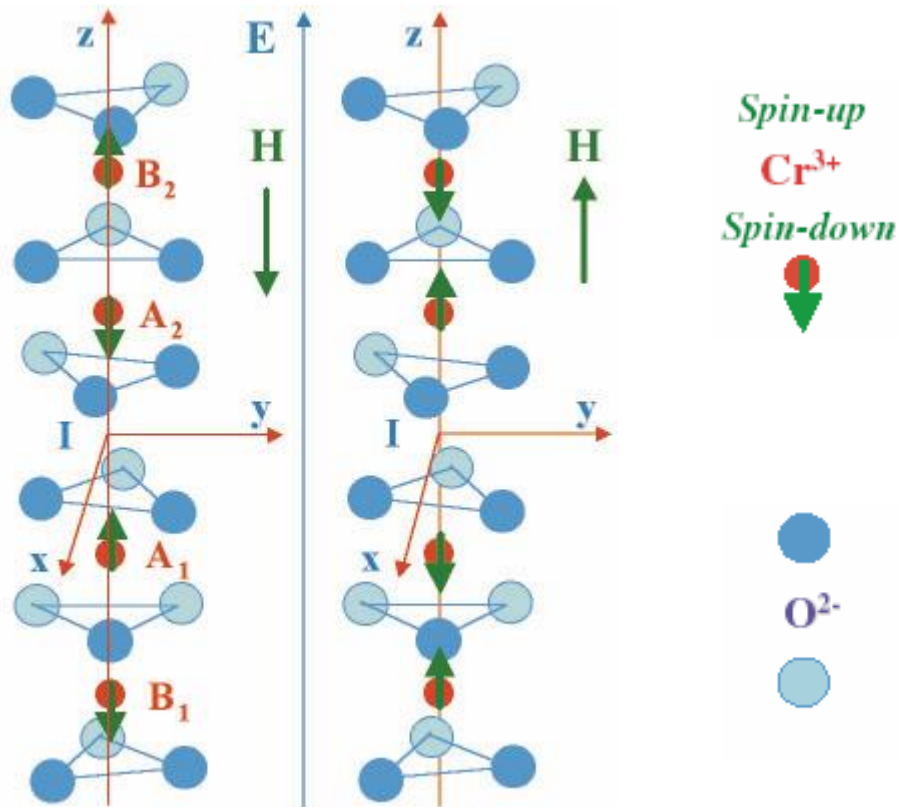


Abbildung 5.6.3 Struktur der magnetischen Einheitszelle von Chromoxid. Cr_2O_3 nach magnetoelektrischem Kühlen in antiparallelen (links) beziehungsweise parallelen (rechts) elektrischen und magnetischen Feldern. Die Spins sind in z-Richtung alternierend geordnet. [Goul02]

Die Grundidee der magnetoelektrischen Kontrolle des Exchange Bias ist die elektrische Regelung des antiferromagnetischen Überschussmoments. Zum Erreichen dieser Kontrolle ist ein wohl definierter antiferromagnetischer Domänenzustand einzustellen. Das Einstellen der verschiedenen antiferromagnetischen Domänenzustände wird durch den Prozess des so genannten magnetoelektrischen Kühlens bewerkstelligt, also durch Absenken der Temperatur auf Werte unterhalb der Néel-Temperatur bei gleichzeitigem Anlegen von elektrischen und magnetischen Feldern. Der entscheidende Parameter für diesen Kühlprozess ist das Produkt des während des Kühlprozesses anliegenden magnetischen Feldes H_{fr} und elektrischen Feldes E_{fr} . Der Wert dieses Parameters ist

entscheidend für die Größe der oben erwähnten Proportionalitätskonstante α [Brow69] insbesondere ist das Vorzeichen von α vom Domänenzustand und somit dem Einkühlprozess abhängig. Die Präparation der verschiedenen Domänenzustände wurde durch Messungen des magnetoelektrisch induzierten antiferromagnetischen Überschussmoments im magnetischen Nullfeld nach verschiedenen Einfriervorgängen nachgewiesen. Ein typisches Ergebnis solcher Messungen ist in Abbildung 5.6.4 zu sehen.

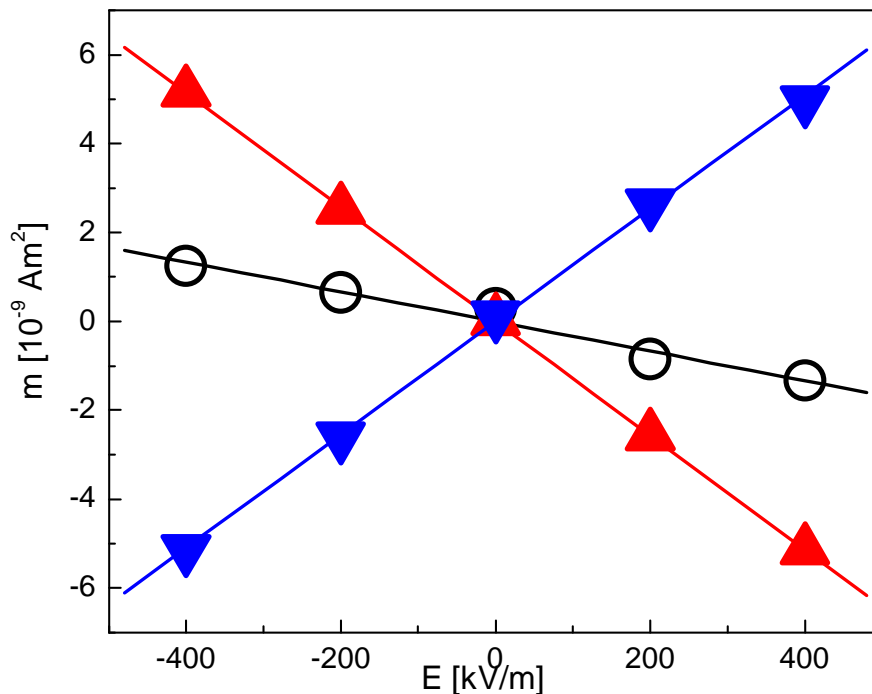


Abbildung 5.6.4 Magnetisches Moment eines Chromoxideinkristalls im remanenten Zustand als Funktion des angelegten elektrischen Feldes, nach magnetoelektrischem Kühlen von $T = 350 \text{ K}$ auf $T = 150 \text{ K}$ in $\mu_0 H_{fr} = 0,5 \text{ T}$ und $E_{fr} = -460 \text{ kV/m}$ (rote Dreiecke nach oben), $E_{fr} = 0$ (schwarze Kreise) und $E_{fr} = +425 \text{ kV/m}$ (blaue Dreiecke nach unten) [Bori05]

Die, wie in Abbildung 5.6.5 erkennbar, auf Rauigkeiten von kleiner als $0,03 \mu\text{m}$ polierten Oberflächen der bezüglich ihrer

magnetoelektrischen Eigenschaften charakterisierten Chromoxid-Einkristalle stellten gute Seed-Layer für das Wachstum von Kobalt-Platin-Vielschichtsystemen dar. Ihre mittlere Rauigkeit nach dem thermischen Ausheilen im Ultrahochvakuum über 3 Stunden bei 870 K lag typischerweise bei 0,9 nm wie anschließend durchgeführte atomkraftmikroskopische Messungen zeigten, deren Resultate in Abbildung 5.6.5 zu sehen sind.

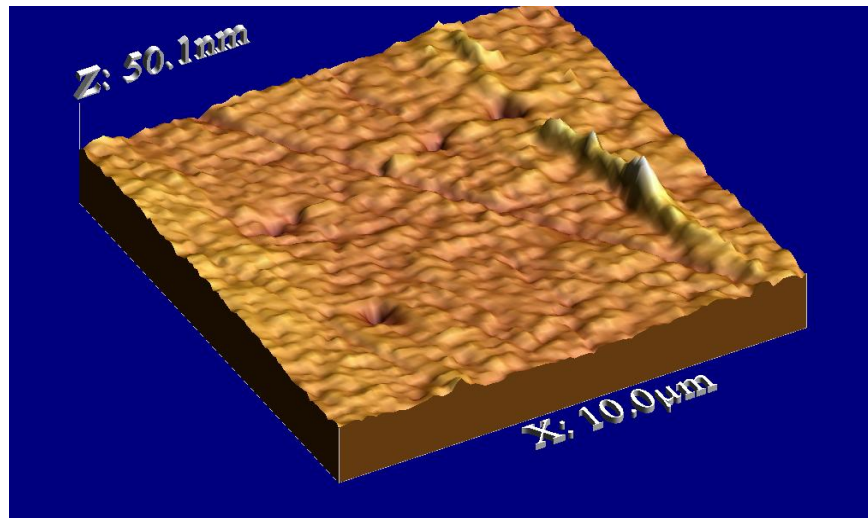


Abbildung 5.6.5 Atomkraftmikroskopische Aufnahme einer typische Cr_2O_3 -Oberfläche nach thermischem Ausheilen

Kobalt-Platin-Multilagen sind gut verstandene und in zahlreichen Veröffentlichungen [Zepe89] behandelte senkrecht anisotrope FM Systeme. Aus diesem Grund wurden diese ausgewählt, um ein auf Chromoxid basierendes magnetoelektrisches Exchange Bias-System herzustellen. Die Proben wurden im Ultrahochvakuum mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen. Hierbei ist es leider nicht möglich, die $(\text{Co/Pt})_n$ -Multilagen direkt auf die Cr_2O_3 -Schichten aufzuwachsen, da dieses eine Oxidation der untersten Kobaltschicht und somit die Bildung von antiferromagnetischem Kobaltoxid, CoO , zur Folge hätte [Chen02]. Deshalb war es notwendig, zwischen das $(\text{Co/Pt})_n$ Multilagen-System und den Chromoxidkristall eine Platin-

Puffer-Schicht zu legen. Dieses führt unvermeidlich zu einer Abschwächung der Kopplung zwischen Antiferro- und Ferromagnet [Garc03]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden deshalb an zahlreichen Proben sowohl die Dicke der Pufferschicht, als auch der Aufbau der Kobalt-Platin-Vielfachschichten variiert. Die Kontrolle der Schichtqualität der Proben mittels Klein- und Weitwinkel-Röntgendiffraktometrie zeigte ein für die anstehenden Untersuchungen hinreichend gutes epitaktisches Schichtwachstum wie es beispielhaft in Abbildung 5.6.6 zu sehen ist.

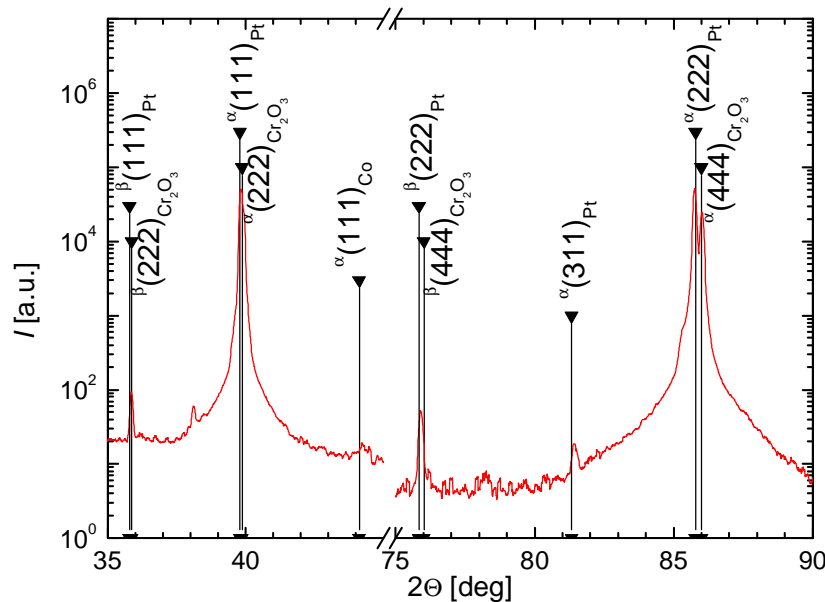


Abbildung 5.6.6 Röntgenweitwinkeldiffraktogramm mit $\text{Cu}_{\text{K}\alpha}$ - und $\text{Cu}_{\text{K}\beta}$ -Linien der Heterostruktur $\text{Cr}_2\text{O}_3/\text{Pt}0,7\text{ nm}/[\text{Co}0,3\text{ nm}/\text{Pt}1,2\text{ nm}]_3/\text{Pt}3,1\text{ nm}$. Die (222)- und (444)-Peaks deuten auf eine senkrechte Orientierung der c-Achse zur Oberfläche hin.

Der prinzipielle Aufbau der Proben sowie deren Kontaktierung zum Zwecke der Applikation eines elektrischen Feldes sind in Abbildung 5.6.7 zu sehen. Auf der Unterseite wurde das Schichtsystem mit einer metallischen Elektrode versehen, während auf der Oberseite der metallische Ferromagnet selbst als Elektrode diente.

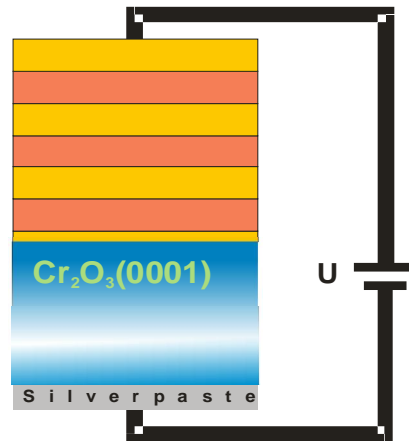


Abbildung 5.6.7 Schematische Darstellung der für die magnetoelektrischen Messungen verwendeten Proben.

5.6.3 Magneto-elektrische Kontrolle des Exchange Bias-Feldes

Das solchermäßen präparierte System wurde in einem SQUID-Magnetometer auf die Abhängigkeit seines Exchange Bias-Feldes von angelegten elektrischen Feldern untersucht. Im Rahmen der Messungen wurden magnetoelektrische Ein- und Vieldomänenzustände präpariert.

Die Erzeugung des Multidomänenzustandes geschah üblicherweise durch rasches Abkühlen der Probe, mit einer Kühlrate von mindestens $10\text{ K}/\text{min}$ im magnetischen und elektrischen Nullfeld. Die Abhängigkeit des Domänenzustandes vom Produkt der elektrischen und magnetischen Einfrierfelder $H_{fr} E_{fr}$ erlaubt jedoch auch die Erzeugung eines Multidomänenzustandes bei Abkühlvorgängen in Anwesenheit eines von Null verschiedenen Magnetfeldes. Die magnetische Hysterese eines solchermäßen präparierten Zustandes nach Erreichen einer Temperatur von 150K zeigt Abbildung 5.6.8. Das dargestellte System $\text{Cr}_2\text{O}_3(111)/\text{Pt}0,4\text{nm}/[\text{Co}0,3\text{nm}/\text{Pt}1,2\text{nm}]_3/\text{Pt}1,8\text{nm}$ zeigt in diesem Zustand einen natürlichen, das heißt nicht durch extrinsische Steuerfelder

beeinflussten, Exchange Bias von 3,0mT. Die Variation des angelegten elektrischen Feldes zwischen $E = -300 \text{ kV/m}$ und $E = +300 \text{ kV/m}$ erzeugt keine messbare Änderung des Exchange Bias. Dieses Ausbleiben einer elektrischen Beeinflussbarkeit des Exchange Bias verwundert nicht, da der magnetoelektrische Koeffizient α , wie bereits in Abbildung 5.6.4 dargestellt, im Multidomänenzustand extrem klein ist und somit auch das elektrisch kontrollierbare antiferromagnetische Überschussmoment nahezu verschwindet.

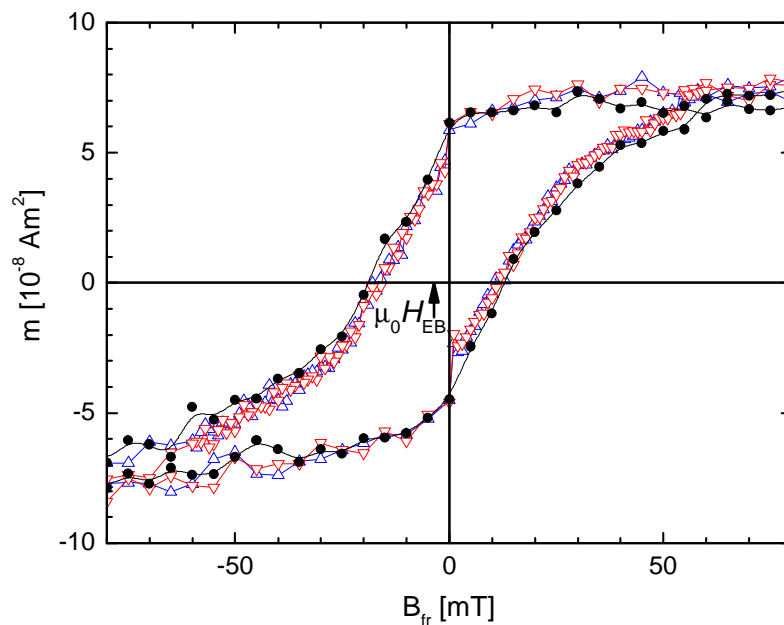


Abbildung 5.6.8 Magnetisierungshysteresekurve von $\text{Cr}_2\text{O}_3(111)/\text{Pt}0,4\text{nm}/[\text{Co}0,3\text{nm}/\text{Pt}1,2\text{nm}]_3/\text{Pt}1,8\text{nm}$ im Multidomänenzustand bei einem elektrischen Feld von $E = -300 \text{ kV/m}$ (rotes Dreieck nach unten), $E = 0$ (schwarze Kreise) und $E = +300 \text{ kV/m}$ (blaues Dreieck nach oben). Das Exchange Bias-Feld aller drei Kurven liegt einheitlich bei $\mu_0 H_{EB} \approx -3,0 \text{ mT}$ [Bine05a]

Eine vollkommen andere Situation ergibt sich bei der Betrachtung eines Eindomänenzustandes des gleichen Probensystems. Die Eindomänenzustände wurden durch Anlegen hoher elektrischer und magnetischer Einfrierfelder erzeugt. Bei dem exemplarisch in Abbildung 5.6.9 dargestellten System wurde die Eindomäne durch

langsames Einkühlen, bei einer Kühlrate von höchstens $0,1 \text{ K}/\text{min}$, in einem magnetischen Einfrierfeld von $\mu_0 H_{fr} = 0,5 \text{ T}$ und elektrischem Einfrierfeld von $E_{fr} = 300 \text{ kV}/\text{m}$ hergestellt. In diesem für eine elektrische Kontrolle des Exchange Bias-Feldes deutlich besser geeigneten Zustand mit erhöhten magnetoelektrischen Koeffizienten, findet man dann auch eine messbare Variation des Exchange Bias Feldes als Funktion des angelegten elektrischen Feldes. Die Exchange Bias-Werte bewegen sich von $-2,9 \text{ mT}$ für ein elektrisches Feld von $E = -300 \text{ kV}/\text{m}$ über $0,45 \text{ mT}$ für $E = 0$ bis zu $+1,55 \text{ mT}$ bei einem Feldwert von $E = +300 \text{ kV}/\text{m}$. Offensichtlich ist also eine Steuerung des Exchange Bias durch ein angelegtes elektrisches Feld prinzipiell möglich, wenn auch leider die absoluten Werte der magnetoelektrisch induzierten Änderung des Exchange Bias-Feldes enttäuschend klein sind [Bine05a][Bine05b]

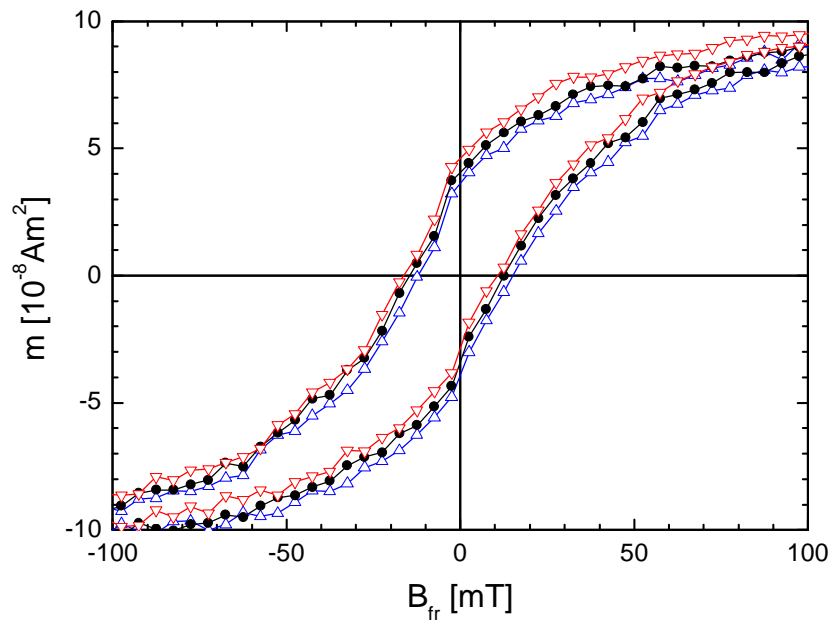


Abbildung 5.6.9 Magnetisierungshysteresekurve von $\text{Cr}_2\text{O}_3 (111)/\text{Pt}0,4\text{nm}/[\text{Co}0,3\text{nm}/\text{Pt}1,2\text{nm}]_3/\text{Pt}1,8\text{nm}$ im eindomänen Zustand nach langsamen magnetoelektrischem Kühlen bei einem elektrischen Feld von $E = -300 \text{ kV}/\text{m}$ (rotes Dreieck nach unten), $E = 0$ (schwarze Kreise) und $E = +300 \text{ kV}/\text{m}$ (blaues Dreieck nach oben). Das Exchange Bias-Feld der drei Kurven variiert von $\mu_0 H_{EB} \approx -2,9 \text{ mT}$ bei $E = -300 \text{ kV}/\text{m}$ über $\mu_0 H_{EB} \approx 0,45 \text{ mT}$ bei $E = 0 \text{ kV}/\text{m}$ bis zu $\mu_0 H_{EB} \approx 1,55 \text{ mT}$ bei $E = +300 \text{ kV}/\text{m}$ [Bine05a]

Eine Unterscheidung zwischen Viel- und Eindomänenzuständen lässt sich durch Messungen ihrer jeweiligen Magnetisierung bei verschiedenen Temperaturen realisieren. Die Differenz $\delta m = m_{si} - m_{mu}$ der Magnetisierungen der Ein- und Vieldomänenzustände der Probe $\text{Cr}_2\text{O}_3(111)/\text{Pt}0,7\text{nm}/[\text{Co}0,3\text{nm}/\text{Pt}1,2\text{nm}]_3/\text{Pt}3,1\text{nm}$ bei einem magnetischen Feld von $\mu_0 H = 0,5\text{T}$ und einem elektrischem Feld von $E = 0$ ist in Abbildung 5.6.10 als Funktion der Temperatur T dargestellt. Hierbei steht m_{si} für die Magnetisierung im Ein- und m_{mu} für die Magnetisierung im Vieldomänenzustand. Insofern die ferromagnetische Schicht in beiden Fällen gesättigt ist und somit nicht zum Unterschied zwischen beiden Zuständen beiträgt, kann man davon ausgehen, dass die Gegenwart von Domänenwänden reduzierend auf die Magnetisierung in Richtung der c-Achse einwirkt. Es ist bekannt, dass die Wand-Spins sich spin-flop-artig senkrecht zur c-Achse anordnen [Ode170]. Aus diesem Grund tragen sie durch eine annähernd konstante senkrechte Suszeptibilität χ_\perp zur axialen Magnetisierung bei. Im Gegensatz dazu werden die Volumen-Spins durch die parallele Suszeptibilität χ_\parallel widerspiegelt, die mit steigender Temperatur in der Nähe der Néeltemperatur stark ansteigt. Das Ergebnis $\chi_\perp < \chi_\parallel$ bei $T = 100\text{K}$ der dargestellten Messungen kann wahrscheinlich durch Pinningeffekte an den Domänenwänden erklärt werden. Als Folge hieraus nimmt δm mit steigender Temperatur solange zu, bis nahe der Néeltemperatur der Zerfall der antiferromagnetischen Ordnung einsetzt. Bei Temperaturen oberhalb der Néeltemperatur sind die Domänenwände nicht mehr definiert, so dass $\delta m = 0$ wird. An dieser Stelle soll angemerkt werden, dass die zuvor beschriebenen Messungen nicht in der Lage sind den Typ der durch Zeitinversion verknüpften magnetoelektrischen Eindomänen zu bestimmen. Nichtsdestotrotz unterscheidet sich jedoch die magnetische Antwort der Domänenwände vom Volumenbeitrag der Eindomänenzustände.

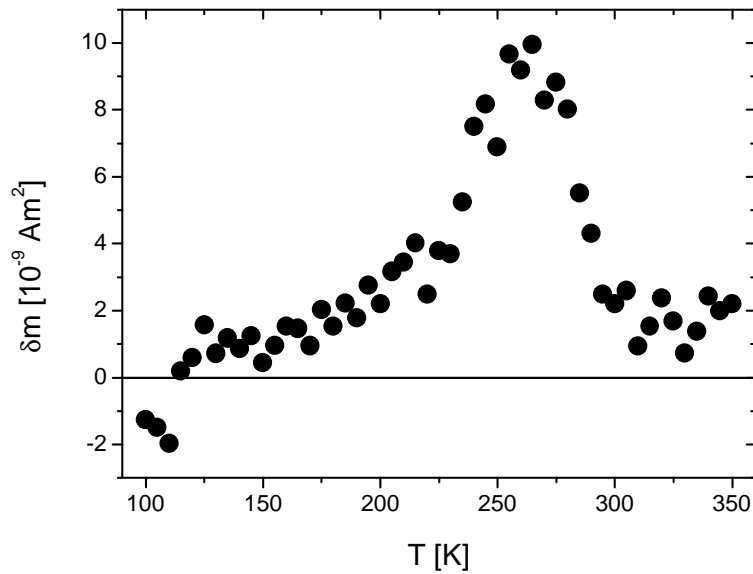


Abbildung 5.6.10 Differenz $\delta m = m_{si} - m_{mu}$ zwischen der Magnetisierung des Ein- und des Vieldomänenzustandes von $\text{Cr}_2\text{O}_3(111)/\text{Pt}0,7\text{nm}/[\text{Co}0,3\text{nm}/\text{Pt}1,2\text{nm}]_3/\text{Pt}3,1\text{nm}$ bei einem magnetischen Feld von $\mu_0 H = 0,5 \text{ T}$

5.6.4 Magneto-elektrisch geschaltetes Exchange Bias-Feld

Ein weiterer Mechanismus zur elektrischen Kontrolle des Exchange Bias-Feldes, der deutlich größere Effekte ermöglicht, besteht in dem so genannten magnetoelektrischen Schalten des Exchange Bias. Er beruht auf der unterschiedlichen Präparation des Systems durch magnetoelektrisches Kühlen von 350 K auf 297 K bei einheitlichem magnetischen Einfrierfeld von $\mu_0 H_{fr} = 0,3 \text{ T}$, aber unterschiedlichem elektrischen Einfrierfeld von $E_{fr} = -500 \text{ kV/m}$ beziehungsweise $E_{fr} = +500 \text{ kV/m}$. Hierbei führen die betragsmäßig relativ großen elektrischen Felder jeweils in einen eindomänen Zustand. Exemplarisch seien hier in Abbildung 5.6.11 zwei mittels des polaren magnetooptischen Kerreffekts gemessene magnetische Hysteresekurven für das System $\text{Cr}_2\text{O}_3(111)/\text{Pt } 0,5 \text{ nm}/\text{Co}0,35 \text{ nm}/\text{Pt } 3 \text{ nm}$ dargestellt, die mit den jeweiligen Domänen korrespondieren

[Bori06]. Abhängig vom Domänenzustand kann hier offensichtlich ein komplettes Umschalten des Exchange Bias-Feldes von negativen zu positiven Werten und umgekehrt erreicht werden. Die Erklärung für diesen erstaunlichen Effekt, der inzwischen zur Anmeldung eines internationalen Patentes durch die Universität Duisburg-Essen [Chen06][Hoch06] führte, liegt im magnetoelektrischen Einkühlprozess, der bekanntermaßen geeignet ist einen antiferromagnetischen Eindomänenzustand zu erzeugen.

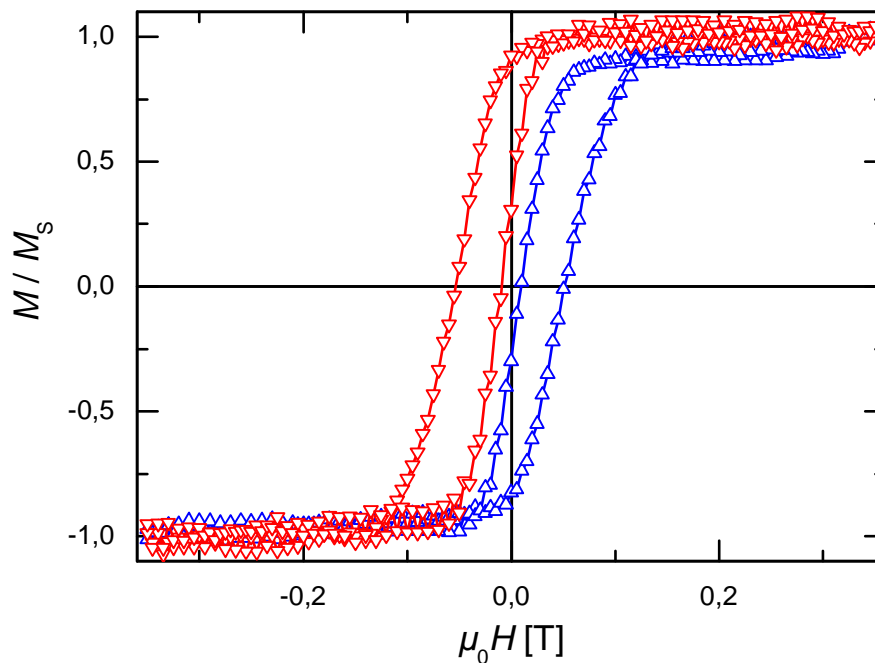


Abbildung 5.6.11 Normalisierte Hysteresekurven von $\text{Cr}_2\text{O}_3(111)/\text{Pt } 0,5 \text{ nm}/\text{Co}_{0,35} \text{ nm}/\text{Pt } 3 \text{ nm}$ nach Abkühlen von $T = 350 \text{ K}$ auf $T = 297 \text{ K}$ in einem Magnetfeld von $\mu_0 H_{fr} = 0,3 \text{ T}$ und einem elektrischen Feld von $E_{fr} = -500 \text{ kV/m}$ (rote Dreiecke mit Spitze nach unten) beziehungsweise $E_{fr} = +500 \text{ kV/m}$ (blaue Dreiecke mit Spitze nach oben)

Die zwei möglichen antiferromagnetischen Eindomänenzustände, im Folgenden seien sie als *A* beziehungsweise *B* gekennzeichnet, zeichnen sich durch eine entgegengesetzte Orientierung ihres antiferromagnetischen Vektors, $\underline{l} = \underline{s}_1 + \underline{s}_2 + \underline{s}_3 + \underline{s}_4$ aus. Die Indizes $i=1$ bis 4 stehen hier für benachbarte Spins innerhalb der

magnetischen Einheitszelle, wie sie schematisch im unteren Teil der Abbildung 5.6.12 zu sehen sind. In gleichzeitig angelegten Einfrierfeldern E_{fr} und H_{fr} weisen diese Zustände unterschiedliche magnetoelektrische Energien $W_{ME} \propto -\alpha H_{fr} E_{fr}$ auf [Odel66]. Das Ausbilden eines Eindomänenzustandes hängt von der Energiedifferenz zwischen den Domänenzuständen A und B ab. Im Falle $H_{fr} E_{fr} < 0$ ist das Entstehen einer Eindomäne des Typs A wahrscheinlicher, im Falle $H_{fr} E_{fr} > 0$ ist die B -Eindomäne der bevorzugte Zustand. Augenscheinlich ist die Bildung von Eindomänen der Schlüssel zum Verständnis des magnetoelektrischen Schaltens des Exchange Bias-Feldes. In Abbildung 5.6.12 sind für die beiden antiferromagnetischen Domänen schematisch die beiden verschiedenen Richtungen von l_{\pm} dargestellt, wobei die rhomboedrischen Einheitszellen entweder nach außen oder nach innen gerichtete End-Spins besitzen. Diese Spins zeichnen hauptverantwortlich für die Grenzschichtkopplung.

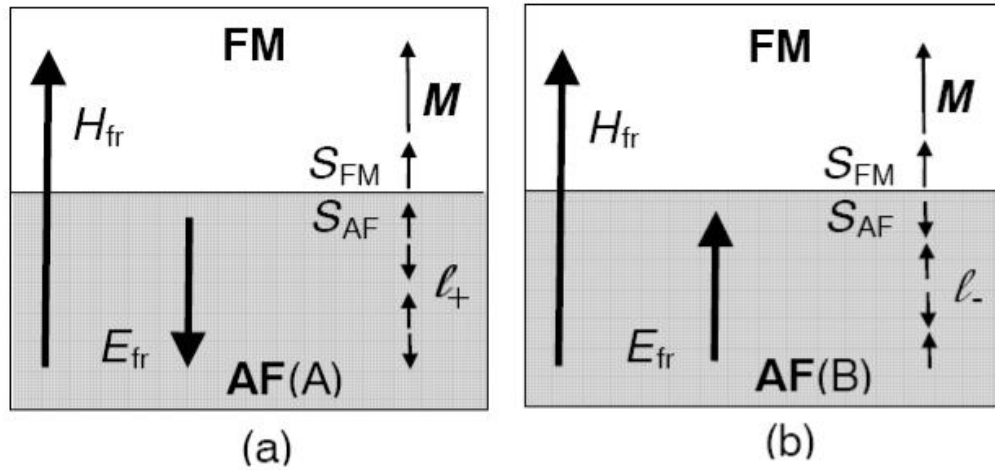


Abbildung 5.6.12 Schematische Darstellung eines antiferromagnetisch-ferromagnetischen Doppellagensystems mit den Einfrierfeldern H_{fr} und E_{fr} , den Ordnungsparametern M und l_{\pm} sowie den magnetischen Momenten S_{AF} und S_{FM} . Die antiferromagnetischen Domänen vom Typ AF(A) in (a) beziehungsweise vom Typ AF(B) in (b) etablieren sich nach magnetoelektroschem Kühlen [Bori05]

Bei Kontakt mit der ferromagnetischen Schicht sind dann S_{AF} und S_{FM} entweder parallel oder antiparallel, was zu einem negativen beziehungsweise positivem Exchange Bias-Feld führt. Zu beachten ist hierbei, dass nur vollständige magnetische Elementarzellen, die der magnetoelektrischen Punktsymmetrie des Systems genügen, eine eindeutige durch die Eindomäne des Volumens definierte Spinausrichtung haben. Somit sind unvollständige Elementarzellen wahrscheinlich im Hinblick auf den Exchange Bias unwirksam. Bei den zu erwartenden rauen Grenzflächen kann so eine natürliche Reduktion des Gesamteffektes erklärt werden. Nicht vollends geklärt ist bisher, inwieweit die Orientierung der antiferromagnetischen Endspins robust gegenüber der Ummagnetisierung der ferromagnetischen Komponente ist. Möglicherweise gilt auch hier die vom konventionellen Exchange Bias bekannte Regel, wonach lediglich 1% bis 5% der unkompensierten antiferromagnetischen Spins für das verankerte Überschussmoment, S_{AF} , und somit für den Exchange Bias verantwortlich zeichnen [Bine01][Ohld03]. Bei Temperaturen unterhalb der Néeltemperatur T_N besetzen sie privilegierte Positionen, die sie unempfindlich machen gegen Umpolungen des magnetischen Feldes, welche die ferromagnetischen Spins und die übrigen Spins der oberen antiferromagnetischen Schichten drehen [Milt00][Chen02][Nowa02].

Betrachtet man im System $\text{Cr}_2\text{O}_3(111)/\text{Pt } 0,5\text{nm}/[\text{Co}0,3\text{nm}/\text{Pt } 1,5\text{nm}]_3/\text{Pt } 1,5\text{nm}$ das Exchange Bias-Feld als Funktion des elektrischen Einfrierfeldes E_{fr} , wie es in Abbildung 5.6.13 dargestellt ist, so stellt man fest, dass sich bei gleich bleibendem magnetischen Einfrierfeld H_{fr} für alle elektrischen Einfrierfelder unterhalb eines gewissen positiven Schaltfelds E_0 ein annähernd konstanter negativer Wert für das Exchange Bias-Feld ergibt, der jedoch in einer kleinen Umgebung von E_0 abrupt in einen ebenfalls

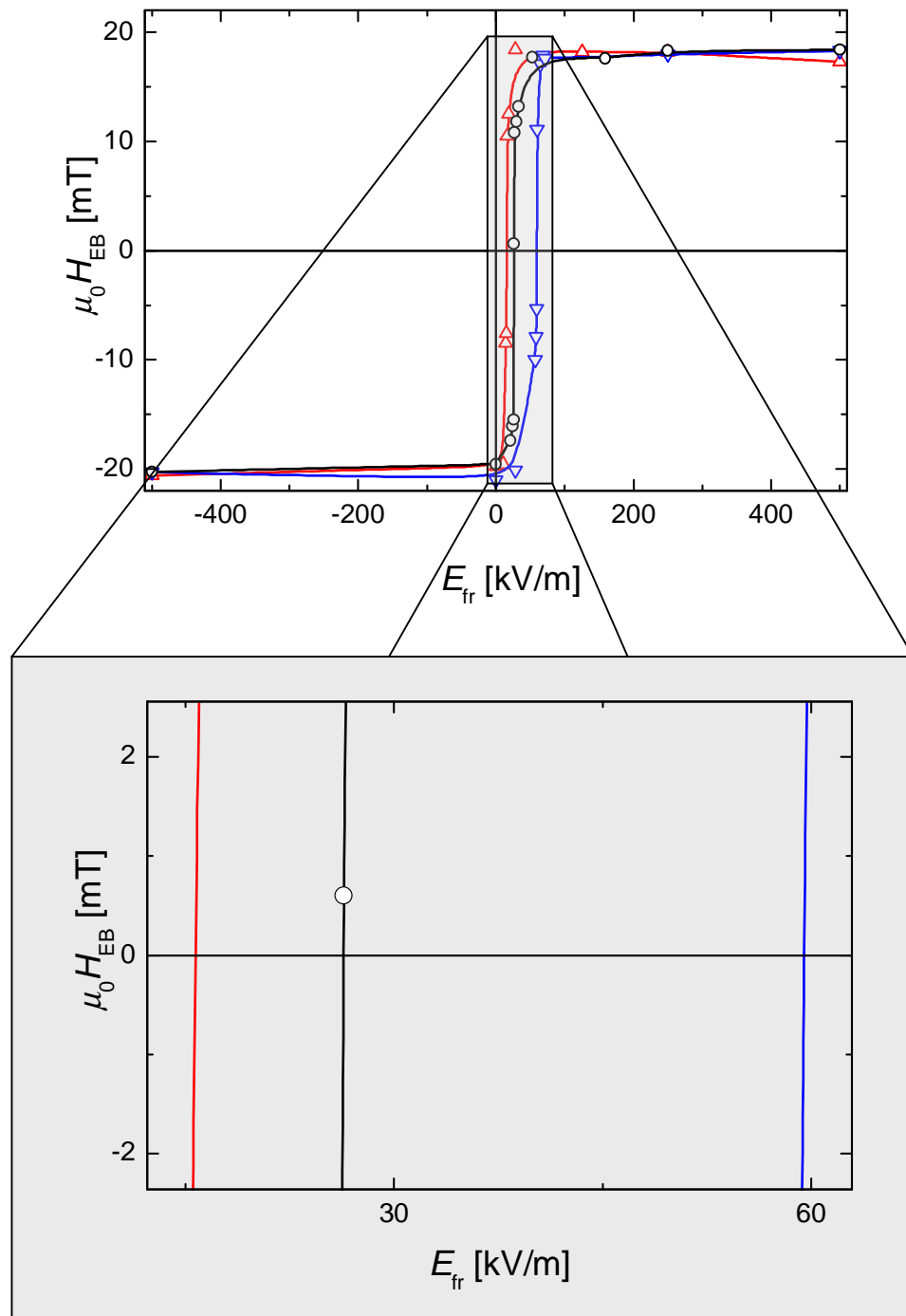


Abbildung 5.6.13 oben: Exchange Bias-Feld als Funktion des elektrischen Einfrierfeldes E_{fr} nach magnetoelektrischem Kühlen von $T = 350$ K auf $T = 298$ K in E_{fr} und magnetischen Einfrierfeldern von $\mu_0 H_{fr} = 0,1$ T (rote Dreiecke mit Spitze nach oben), $\mu_0 H_{fr} = 0,3$ T (schwarze Kreise) und $\mu_0 H_{fr} = 0,6$ T (blaue Dreiecke mit Spitze nach unten) / Unten: Vergrößerung des mittleren Bereichs der obenstehenden Graphen

annähernd konstanten, dem Betrage nach gleich großen positiven Wert übergeht [Bori05]. Das Schaltfeld E_0 ist dabei mit H_{fr} verknüpft. Offensichtlich verändert das Anlegen negativer elektrischer Einfrierfelder nicht die Polarisation von S_{AF} im Vergleich zum rein magnetisch gekühlten Zustand. Die starke Änderung des Exchange Bias-Feldes oberhalb von E_0 liefert einen deutlichen Hinweis auf eine Konkurrenz zwischen den beiden Prozessen des rein magnetischen und des magnetoelektrischen Kühlens. Zum Verständnis des inversen Verhaltens von E_0 bezüglich H_{fr} , wie es in Abbildung 5.6.14 erkennbar ist, muss man die Energie der antiferromagnetischen Grenzflächen-Spins während des Einfriervorgangs einer näheren Betrachtung unterziehen [Bori06]. Die drei hierfür zu betrachtenden Teilenergien sind

- 1) die magnetoelektrisch induzierte Energiedifferenz zwischen den Domänentypen A und B : $W_{ME} \propto -\alpha H_{fr} E_{fr}$,
- 2) die magnetostatische Zeeman-Energie der antiferromagnetischen Grenzflächen-Spins: $W_Z \propto -\alpha H_{fr} S_{AF}$,
- 3) die unter der Annahme eines ferromagnetischen Eindomänenzustands von H_{fr} unabhängige Austausch-Wechselwirkung an der antiferromagnetisch-ferromagnetischen Grenzfläche: $W_{Ex} \propto -JS_{FM} S_{AF}$.

Die Bedingung für das Verschwinden des Exchange Bias-Feldes bei E_0 ist die Kompensation des magnetoelektrischen Energiebeitrags W_{ME} durch die bei rein magnetischem Kühlen induzierten Energiekomponenten, W_Z und W_{Ex} . So ermittelt man einen linearen Zusammenhang zwischen dem Schaltfeld E_0 und dem inversen magnetischen Einfrierfeld $1/H_{fr}$,

$$E_0 = c_1 + \frac{c_2}{H_{fr}} \quad (5.6.3)$$

mit den aus einer linearen Regression zu ermittelnden Konstanten c_1 und c_2 [Bori04]. Gemäß Abbildung 5.6.14 genügen die experimentell gefundenen Daten nahezu perfekt dem beschriebenen Zusammenhang [Bori04].

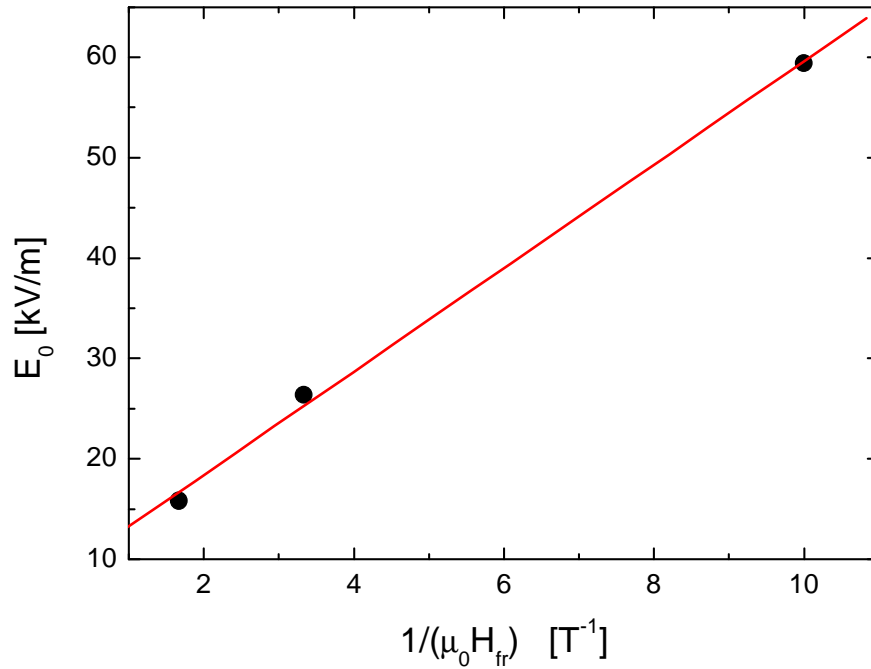


Abbildung 5.6.14 Schaltfeld E_0 als Funktion des inversen magnetischen Einfrierfeldes H_{fr} mit angepasster Funktion gemäß Gleichung (5.6.3) [Bori04]

5.6.5 Zusammenfassung

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass es im Rahmen dieser Arbeit gelungen ist, den experimentellen Nachweis der elektrischen Kontrolle von Exchange Bias-Feldern zu erbringen. Ausgehend von der Annahme, dass ein auf einem magnetoelektrischen Antiferromagneten fußendes Exchange Bias-System, aufgrund der elektrischen Beeinflussbarkeit seines antiferromagnetischen Grenzflächenmoments, die Möglichkeit zur elektrisch kontrollierbaren Verschiebung ferromagnetischer Hysteresen eröffnen sollte, wurden

chromoxidbasierte Exchange Bias-Systeme präpariert und hinsichtlich ihrer elektrischen Kontrollierbarkeit untersucht. Als Ergebnis dieser Untersuchungen zeigte sich, dass die zunächst vermutete so genannte direkte Kontrollierbarkeit, also die unmittelbare Verschiebbarkeit von Hysteresekurven durch eine Variation des angelegten elektrischen Feldes bei einer festen Temperatur zwar gezeigt werden konnte, jedoch leider enttäuschend klein ausfiel. Die so genannte indirekte Kontrolle hingegen, also die Einstellung eines Wertes für das Exchange Bias-Feld durch Abkühlen der Probe in definierten magnetischen und elektrischen Feldern hingegen lieferte einen deutlich erkennbaren Effekt, der sogar ein elektrisch induziertes vollständiges Umschalten des Exchange Bias-Feldes von negativen zu positiven Werten und umgekehrt ermöglicht, wobei die sich ergebenden Magnetisierungshysteresen vollständig überlappungsfrei sind.

Insbesondere der Prozess der indirekten Kontrolle, der auch als magnetoelektrisches Schalten des Exchange Bias Feldes bezeichnet wird, eröffnet neue Möglichkeiten für spintronische Bauelemente wie zum Beispiel das, in Kapitel 6.2 näher beschriebene, magnetoelektrische MRAM, auch kurz MERAM genannt, oder das magnetoelektrische XOR-Logikelement, kurz MEXOR. [Chen06][Hoch06]. Jedoch scheint auch der Prozess der direkten Kontrolle des Exchange Bias-Feldes noch nicht vollkommen ausgeschöpft zu sein [Bine05b]. Dieses, bisher nur in kleinem Umfang realisierte, unmittelbare Verschieben der Magnetisierungshysteresekurve bei fester Temperatur durch Änderung des angelegten elektrischen Feldes scheint durch eine Reduzierung der Dicke der magnetoelektrischen Schicht und der damit einhergehenden höheren elektrischen Feldstärke noch erheblich ausbaubar zu sein. Es bedarf allerdings noch erheblicher Anstrengungen, die Qualität der

Oxidschichten den Erfordernissen anzupassen. Entscheidend für ihre Funktionalität werden möglichst perfekte Kristallinität und gute Isolatoreigenschaften sein.

6 Anwendungen elektrisch kontrollierter Exchange Bias-Systeme

In der überwältigenden Mehrzahl aktueller Rechnersysteme ist der Arbeitsspeicher auf der Grundlage eines so genannten dynamic random access-Speichers realisiert. Diese Bauelemente speichern Informationen in einem flüchtigen Zustand, was bedeutet, dass bereits zum Halten der Information elektrischer Strom vonnöten ist. Die Problematik dieses technischen Ansatzes tritt zum Beispiel bei jedem Neustart eines Rechnersystems in Form eines langwierigen Startvorgangs klar zutage. Während dieses Prozesses müssen die zum Start notwendigen Informationen von einer naturgemäß eher langsam arbeitenden Festplatte in den Arbeitsspeicher kopiert werden.

Ein weiteres Problem der zurzeit üblicherweise verwendeten Computersysteme ist mit der ständig wachsenden Leistungsfähigkeit aktueller Prozessoren verbunden. Zur Verkürzung der Signallaufzeiten werden die Abmessungen der so genannten Prozessor-Dice, also des Platzes den ein Prozessor auf einem Wafer einnimmt, immer weiter reduziert. Dieser Reduktionsprozess führt bei Verwendung gleicher technischer Methoden unweigerlich zu einem Anstieg der Dichte der vom Prozessorkern abgestrahlten Wärmeleistung. Bei aktuellen Prozessoren werden auf diese Weise Leistungsdichten in der Größenordnung von mehreren hundert Kilowatt pro Quadratmeter erreicht, was ungefähr der Wärmeleistungsdichte eines Atomreaktorkerns entspricht [Volk05]. Da die Kühlung solcher Prozessorkerne zunehmend größere Probleme bereitet wird in einigen modernen Ansätzen versucht durch Parallelisierung mehrerer Prozessorkerne die Rechenleistung weiter zu steigern. Jedoch ist auch in solchen Rechnerarchitekturen eine geringe Abstrahlleistung der

mikro-, beziehungsweise nanoelektronischen Bauteile hochgradig wünschenswert.

Aus diesen Gründen sollen im Folgenden verschiedene Anwendungen auf Basis des elektrisch kontrollierten Exchange Bias-Effekts vorgestellt werden, die das Potenzial besitzen die zuvor genannten Probleme zu entschärfen oder sogar zu lösen.

6.1 Motivation

Die zur Zeit wohl am stärksten favorisierte Technik zur Überwindung der Flüchtigkeit von Informationen in der aktuellen Speichertechnologie ist das so genannte magnetic random access memory (MRAM). Diese Technologie hat inzwischen einen Stand erreicht, der bereits erste Vermarktungen zulässt [Free06][Necp06].

Beim MRAM handelt es sich um magnetische Dünnschichtsysteme, die ein Exchange Bias System mit einem Tunnelmagnetowiderstandselement kombinieren. Der schematische Aufbau dieser Bauelemente genügt hierbei der Abbildung 6.1.1. Die oberste, so genannte freie Schicht, von einigen Nanometern Dicke besteht aus einem weichmagnetischen Material, dessen Magnetisierung durch ein äußeres Feld leicht umgekehrt werden kann. Typischerweise verwendet man hierfür eine Nickel-Eisen-Schicht, aber auch Nickel-Eisen-Kobalt- oder Kobalt-Eisen-Gemische sind nicht unüblich [Park97][Chen00]. Die darunter liegende dünne Schicht ist in der Regel aus Aluminiumoxid, Al_2O_3 , oder neuerdings auch aus Magnesiumoxid, MgO , und fungiert als Tunnelbarriere. Das unterhalb der Tunnelbarriere liegende vier Schichten dicke Subsystem stellt ein Exchange Bias-System dar. Der Zweck dieses Moduls besteht in der Bereitstellung einer so genannten magnetisch gepinnten Schicht, also einer Schicht, deren Magnetisierung im

Bereich der verwendeten Feldstärken unempfindlich gegenüber den angelegten Magnetfeldern ist [Wase05].

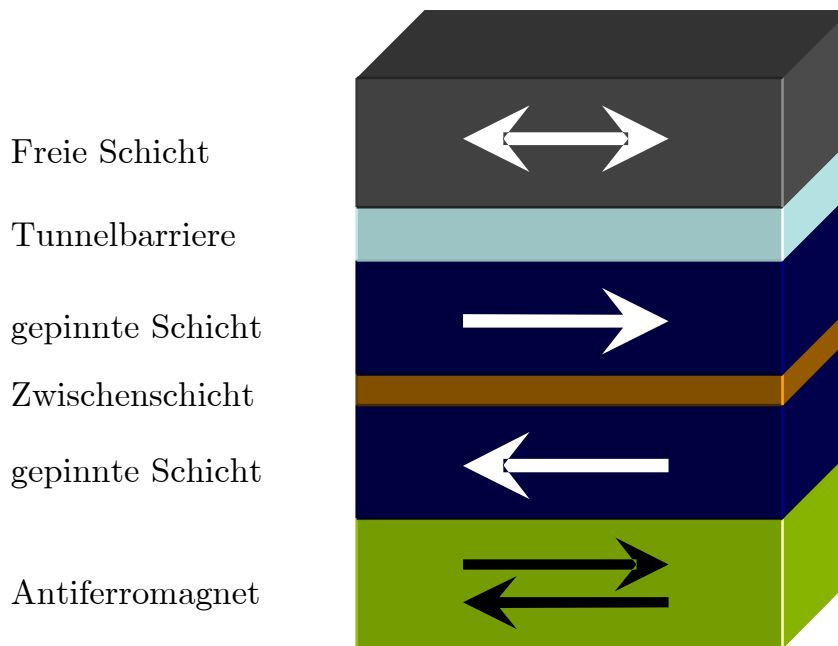


Abbildung 6.1.1 Schematische Darstellung einer MRAM-Zelle

Das Exchange Bias System besteht aus zwei antiparallel orientierten ferromagnetischen magnetisch verhältnismäßig harten üblicherweise aus Kobalt-Eisen-Gemischen hergestellten Schichten, die durch eine einige Ångström dicke Zwischenschicht, die meistens aus Ruthenium besteht getrennt sind. Die Rutheniumschicht besitzt hierbei eine Dicke, die geeignet ist für eine antiferromagnetische Kopplung der ferromagnetischen Schichten zu sorgen. Aus diesem Grund kann man die Kombination der beiden hartmagnetischen und der dünnen Rutheniumschicht auch als künstlichen Antiferromagneten bezeichnen. Die Orientierung dieses künstlichen Antiferromagneten wird durch das Aufwachsen des künstlichen auf einen in der Zeichnung durch die unterste Schicht repräsentierten natürlichen Antiferromagneten definiert [Wase05].

Wird eine solche MRAM-Zelle, wie sie schematisch in Abbildung 6.1.2 dargestellt ist, einem positiven magnetischen Feld ausgesetzt, so wird die Magnetisierung der freien Schicht antiparallel zu der der gepinnten ausgerichtet. Diese relative Orientierung führt zu einem hohen elektrischen Widerstand des Magnetowiderstandssubsystems und somit auch des gesamten Speicherelements. Umgekehrt führt das Anlegen eines negativen magnetischen Feldes zu einem niedrigen elektrischen Widerstand. Die beiden so einstellbaren verschiedenen Leitfähigkeiten des dargestellten Systems werden als Informationszustände des Speicherelements betrachtet. Hierbei garantiert die Remanenz der beteiligten ferromagnetischen Schichten die Nichtflüchtigkeit des Speicherzustandes [Wase05].

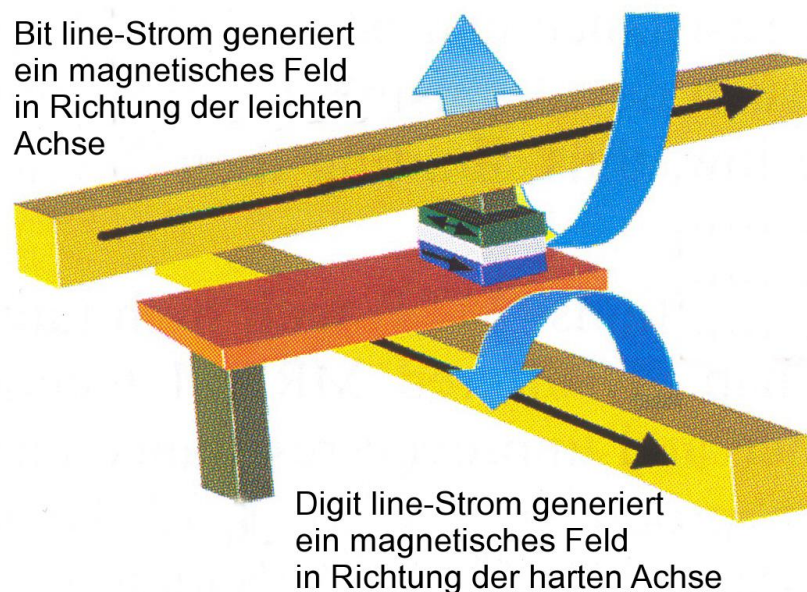


Abbildung 6.1.2 MRAM-Zelle mit elektrischen Leitungen zur Erzeugung der magnetischen Schreibfelder [Wase05]

Die Applikation des magnetischen Feldes geschieht durch elektrische Ströme in der so genannten Bit Line, sowie in der so genannten Digit Line. Die genannten Ströme sorgen für ein magnetisches Feld in der MRAM-Zelle. Zugleich stellen jedoch diese Ströme auch ein Problem

dar, da sie aufgrund des Widerstandes der Leiterbahnen zum einen mit unerwünschter Wärmeentwicklung verbunden sind und zum anderen den Energieverbrauch in die Höhe treiben. Eine alternative zu der bis hierhin beschriebenen Art des Zellaufbaus liegt in dem im Folgenden vorgestellten so genannten magnetoelektrischen Arbeitsspeicher, dem so genannten MERAM.

6.2 Magnetoelektrischer Arbeitsspeicher (MERAM)

Wie bereits im Abschnitt 5.6.4 beschrieben wurde, ist es möglich durch die Kombination eines senkrecht anisotropen Ferromagneten, wie zum Beispiel eines Kobalt-Platin Schichtsystems, mit einem entsprechenden magnetoelektrischen Material, wie zum Beispiel Chromoxid, Cr_2O_3 , zu einem austauschgekoppelten System, das Exchange Bias-Feld durch verschiedene magnetoelektrische Kühlvorgänge zu steuern. Für ein gegebenes magnetisches Einfrierfeld H_{fr} kann das Exchange Bias-Feld H_{EB} so durch Variation des elektrischen Einfrierfeldes E_{fr} von negativen zu positiven Werten und umgekehrt vollständig umgeschaltet werden.

Die in Abbildung 5.6.11 dargestellten Messergebnisse sind bereits recht nahe an den für eine technologische Umsetzung erforderlichen Werten. Eine weitere Verbesserung des Verhältnisses von H_{EB} zu H_c wird sich durch Optimierung der Dickenverhältnisse von Kobalt- und Platinschichten [Garc03] oder durch Ionenbeschuss der Kobaltschichten erreichen lassen [Chap98]. Das Ziel dieses Optimierungsprozesses ist das Erreichen der Bedingung, $H_{EB} \gg H_c$, wie es schematisch in Abbildung 6.2.1 dargestellt sind. In dem dargestellten Fall ist es möglich durch eine Umpolung des während des Abkühlvorgangs angelegten elektrischen Feldes, E_{fr} , bei gleich bleibendem magnetischem Einfrierfeld, H_{fr} , die Magnetisierung der

ferromagnetischen Schicht vollständig umzukehren. Offensichtlich eignet sich diese Methode somit dazu, die magnetischen Konfigurationen des Systems mithilfe eines elektrischen Feldes anstelle eines magnetischen umzuschalten, wie dieses in konventionellen magnetischen Speichertechniken, wie zum Beispiel MRAM gemacht wird. Im Folgenden soll deshalb als Ergänzung des MRAM-Konzepts, das im Rahmen dieser Arbeit entworfene MERAM-Konzept vorgestellt werden.

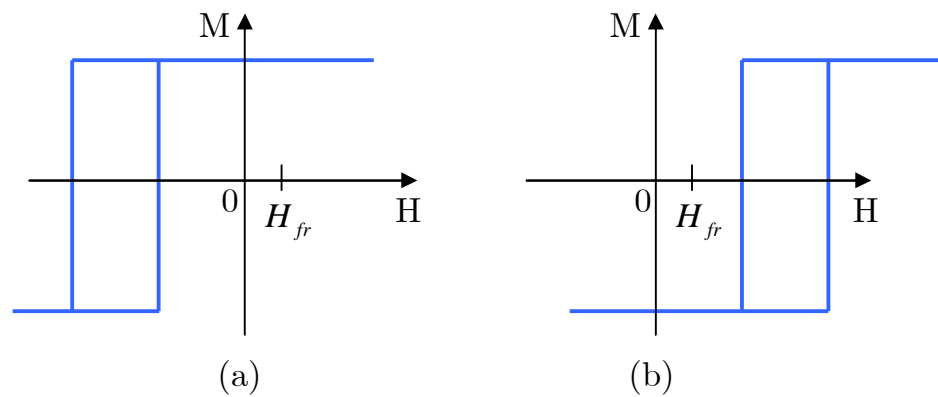


Abbildung 6.2.1 Schematische Darstellung zweier durch magnetoelektrisches Kühlen in gleichen magnetischen, jedoch unterschiedlichen elektrischen Feldern präparierter Magnetisierungshysteresen desselben Systems. [Chen06]

Beim MERAM wird ein Exchange Bias-System mit einer Spin-Ventil-Struktur kombiniert. Auf diese Weise wird die antiferromagnetische Komponente zum Informationsträger während die Komponente mit Riesen- beziehungsweise Tunnelmagnetowiderstand als Sensor zum Auslesen des Informationszustandes dient [Hoch06]. Wie in Abbildung 6.2.2 erkennbar ist besitzt die hartmagnetische Grundsicht FMI ein festes senkrechtes magnetisches Moment, das für ein senkrechtes konstantes magnetisches Feld $H_p = H_{fr}$ verantwortlich zeichnet. Diese Grundsicht kann hierbei beispielsweise aus einer für die Bereitstellung eines Streufeldes hinreichend dicken Neodym-Eisen-

Bor- oder Eisen-Platin-Schicht bestehen. Vielversprechende Eisen-Platin-Systeme für die Realisierung einer solchen Schicht mit einer Dicke von 200 nm und einer remanenten Magnetisierung von $1,16 \times 10^6 \text{ A/m}$ wurden bereits von Y. T. Xing und seinen Kollegen vorgestellt [Xing04]. An dieser Stelle soll noch einmal betont werden, dass für den magnetoelektrischen Schaltvorgang lediglich ein hinreichend großes Produkt, $H_{fr} E_{fr}$, der beteiligten Einfrierfelder vonnöten ist, das, im Falle von Chromoxid, die Eindomänenbedingung $|H_{fr} E_{fr}| > 10^4 \text{ T}$ erfüllt [Odel70]. Auf der Grundsicht FM I wird eine nichtmagnetische Schicht, wie zum Beispiel Kupfer für Bauelemente auf Basis des Riesen- oder Magnesiumoxid für solche auf Basis des Tunnelmagnetowiderstands, als elektrisches Widerstandselement aufgebracht. Oberhalb der Widerstands- beziehungsweise Isolationsschicht kann man die senkrecht anisotrope weichmagnetische Schicht FM II erkennen. Diese kann beispielsweise aus einem Kobalt-Platin-Viellagensystem bestehen. Der auf FM II aufgewachsene magnetoelektrische Antiferromagnet ME-AF, zum Beispiel (111)-orientiertes Cr_2O_3 , wird auf seiner Oberseite durch eine elektrisch leitende Deckschicht M, zum Beispiel aus Kupfer oder Indium-Zinkoxid bedeckt [Chen06].

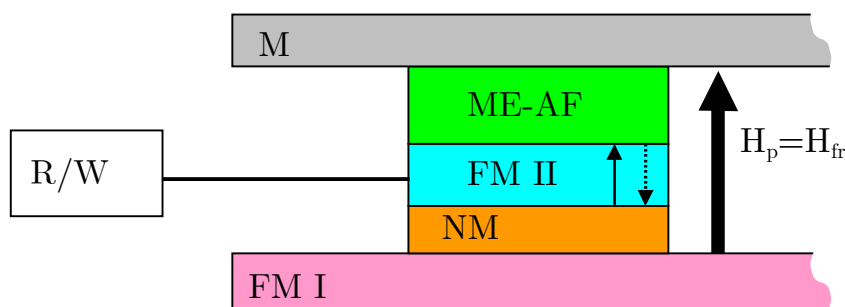


Abbildung 6.2.2 Schematische Darstellung einer MERAM-Zelle [Chen06]

Der Schreib- beziehungsweise Lesevorgang besteht aus vier Schritten:

- 1) Die magnetoelektrische antiferromagnetische Schicht wird lokal aufgeheizt. Dieses geschieht zum Beispiel durch einen Laserpuls, der durch eine transparente Indium-Zinkoxidelektrode auf den Antiferromagneten gelangt.
- 2) Eine negative oder positive Spannung wird an den Eingang R/W angelegt. Gleichzeitig wird die obere Elektrode M auf Erdpotential gelegt.
- 3) Das System wird in den gleichzeitig angelegten Feldern H_{fr} und E_{fr} abgekühlt. Nach Erreichen von Temperaturen unterhalb der Néel-Temperatur ist die Information 0 oder 1 in Spinstruktur des Antiferromagneten festgeschrieben.
- 4) Da die Sensorschicht FM II mit dem Antiferromagneten über Austauschkopplung verbunden ist, wird das magnetische Moment des Ferromagneten FM II, wie es in Abbildung 6.2.1 zu sehen ist, durch die antiferromagnetische Spinstruktur kontrolliert. Die Messung des elektrischen Widerstandes, der in dieser Konfiguration zwei Werte, low oder high, annehmen kann, über FM I und FM II in der so genannten CPP-Geometrie, offenbart schließlich den in ME-AF gespeicherten Informationszustand. Hierbei steht CPP für current perpendicular to plane und bedeutet eine senkrecht zur Grenzschicht durchgeführte Widerstandsmessung

Das oben beschriebene Schreib- beziehungsweise Leseverfahren beruht auf einem thermisch geführten Prozess. Es soll jedoch hier angemerkt werden, dass dieser Vorgang bei Verwendung sehr großer Feldprodukte $H_{fr}E_{fr}$, wie von Martin und Anderson beobachtet, auch ohne einen Heiz- beziehungsweise Kühlprozess möglich sein sollte [Mart66]. Auch wenn die dort beobachtete Schaltrate von 10^3 Hz recht gering erscheint, so erreicht sie nach korrekter

Umskalierung auf die Verhältnisse in Dünnschichtsystemen doch Werte von 10^7 Hz, wodurch nach der Integration von weichantiferromagnetischem Cr_2O_3 oder alternativen Materialien funktionierende Bauteile realisierbar erscheinen. Als alternative Materialien zu Chromoxid erscheinen Multiferroika, die sowohl antiferromagnetische und ferroelektrische Ordnung besitzen, als auch eine Kopplung zwischen ferroelektrischen und antiferromagnetischen Domänen zeigen, wie zum Beispiel Yttrium-Manganoxid, YMnO_3 , [Fieb02][Fieb06].

6.3 Magnetoelektrisches logisches Element (MEXOR)

Basierend auf magnetoelektrischen Exchange Bias Systemen lässt sich ein weiteres neuartiges spintronisches Bauelement, nämlich ein XOR-Element, dessen logische Zustände nicht flüchtig sind, realisieren. Dieses Bauelement ist schematisch in Abbildung 6.3.1 dargestellt und soll im Folgenden als MEXOR bezeichnet werden [Hoch06]. Ein MEXOR-System enthält neben anderen zwei austauschverschobene weichmagnetische senkrecht anisotrope ferromagnetische Komponenten, die zum Beispiel als Pt/Co/Pt-Schichtsystem realisiert sein können und hier als FM I und FM II bezeichnet werden sollen. Diese beiden Schichtsysteme sind durch eine nichtmagnetische Schicht, NM, voneinander getrennt und bilden somit ein Riesen- beziehungsweise Tunnelmagnetowiderstandselement. Jede der beiden ferromagnetischen Komponenten, FM I und FM II, ist jeweils mit einer magnetoelektrischen antiferromagnetischen Schicht austauschgekoppelt. Im einen Fall ist die entsprechende Schicht oberhalb von FM I mit ME-AFI bezeichnet, im anderen Fall ist es die Schicht

unterhalb von FM II, die mit ME-AF II gekennzeichnet ist. Sowohl ME-AF I als auch ME-AF II sind jeweils auf der dem Ferromagneten abgewandten Seite mit einer Elektrode in Form der Schicht M beziehungsweise des Permanentmagneten versehen. Während die auf ME-AF I aufgewachsene Elektrode üblicherweise ein annähernd beliebiges leitendes Material sein kann, ist die an ME-AF II angrenzende Elektrode durch eine, zur Erzeugung eines magnetischen Streufeldes hinreichend dicke, permanentmagnetische Schicht, ähnlich der im Abschnitt 6.2 erwähnten, realisiert. Diese Schicht liefert das beim magnetoelektrischen Kühlen benötigte magnetische Einfrierfeld H_{fr} . Das elektrische Einfrierfeld für ME-AF I wird zwischen den Anschlüssen A_1 und A_2 , das für ME-AF II zwischen B_1 und B_2 angelegt [Chen06].

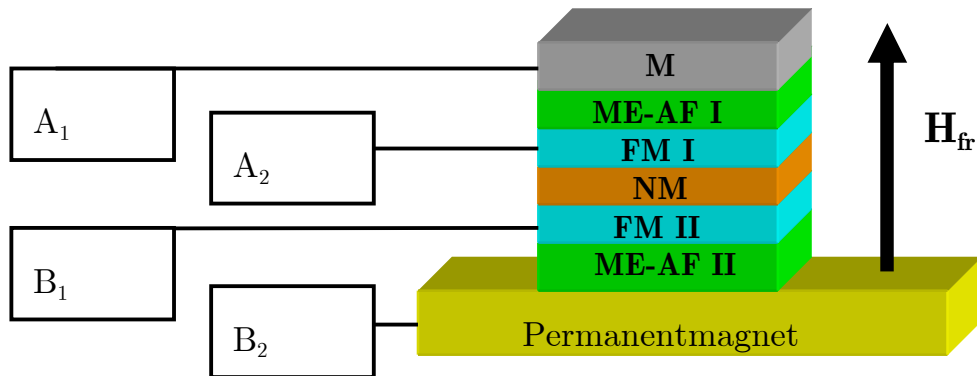


Abbildung 6.3.1 schematische Darstellung einer MEXOR-Zelle

Der elektrische Widerstand des Magnetowiderstandelements kann in Abhängigkeit von der relativen Orientierung der beiden ferromagnetischen Schichten FM I und FM II entweder einen hohen oder einen niedrigen Wert annehmen, der dann mit 0 oder 1 identifiziert wird. Dieses bedeutet, dass jeweils zwei verschiedene Wege existieren, den Wert des gemessenen Widerstandes, also des Widerstandes entlang des Weges von A_2 nach B_1 , auf 0 oder 1

zu setzen. Die magnetoelektrische Kontrolle des Exchange Bias eröffnet in der hier beschriebenen Konfiguration die Möglichkeit, die Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Schichten FM I und FM II individuell einzustellen. Hierbei werden die Eingangswerte 0 beziehungsweise 1 durch positive beziehungsweise negative Werte der elektrischen Spannungen $U_{A_1A_2}$ und $U_{B_1B_2}$ gesetzt. $U_{A_1A_2}$ steht dabei für die Spannung zwischen A_1 und A_2 , während $U_{B_1B_2}$ für die Spannung zwischen B_1 und B_2 steht. Die zwei Spannungen kontrollieren die Spinorientierung der beiden magnetoelektrischen Schichten ME-AF I und ME-AF II und somit auch die der Sensorschichten FM I und FM II. Durch die durch die Spannungen $U_{A_1A_2}$ und $U_{B_1B_2}$ definierten Eingangswerte 0 und 1 und den zugehörigen, über den zwischen A_2 und B_1 gemessenen elektrischen Widerstand, $R_{A_2B_1}$, definierten Ausgangswert, der ebenfalls 0 oder 1 werden kann, ist gemäß der Tabelle 6-1 die zweistellige Boolesche Funktion der Antivalenz, die oft auch als XOR bezeichnet wird, definiert [Chen06].

	$U_{A_1A_2} < 0$ (0)	$U_{A_1A_2} > 0$ (1)
$U_{B_1B_2} < 0$ (0)	$R_{A_2B_1}$ ist niedrig (1)	$R_{A_2B_1}$ ist hoch (0)
$U_{B_1B_2} > 0$ (1)	$R_{A_2B_1}$ ist hoch (0)	$R_{A_2B_1}$ ist niedrig(1)

Tabelle 6-1 Wahrheitstabelle und Verbindungsmatrix der in Abbildung 6.3.1 dargestellten MEXOR-Zelle

Der Rechenvorgang in einem solchen MEXOR-Element läuft folgendermaßen ab. Während der an ein kurzes Aufheizen auf Werte oberhalb der Néel-Temperatur, T_N , angeschlossenen Abkühlphase

werden zwei elektrische Spannungen, $U_{A_1A_2}$ und $U_{B_1B_2}$, an die Probe angelegt. Diese Spannungen stellen unabhängig voneinander über die Ausrichtung der Spinorientierung der magnetoelektrischen Schichten die Magnetisierung der ferromagnetischen Schichten und somit die Eingangswerte der logischen Operation ein. Anschliessend wird zwischen den Anschlüssen A_2 und B_1 der elektrische Widerstand, $R_{A_2B_1}$, und damit der Ausgangswert der Booleschen Operation gemessen. Alternativ ist die Eingabe der Eingangswerte auch durch sehr hohe Spannungen denkbar, die den oben genannten kurzen Heizprozess überflüssig machen würden [Chen06].

Das beschriebene MEXOR-Element stellt ein logisches Bauteil dar, das, abgesehen von kleinen Mesströmen, im Wesentlichen stromfrei arbeitet, was einen erheblichen Vorteil gegenüber konventionellen Rechenbausteinen darstellt. Auch die Nichtflüchtigkeit des logischen Zustandes ist ein in der herkömmlichen DRAM-Technik fehlender Aspekt dieses technologischen Ansatzes.

6.4 Magnetoelektrisches Laufwerk

Magnetoelektrisch geschaltete Exchange Bias-Systeme lassen nicht nur die Konstruktion festverdrahteter Speicher- beziehungsweise Logikbausteine zu, sondern ermöglichen es auch, sich neue Schreibtechniken für Speicherlaufwerke vorzustellen. Diese sogenannten magnetoelektrischen Laufwerke nutzen das Verfahren des thermally assisted magnetoelectric recording, also des thermisch unterstützten magnetoelektrischen Schreibens. Hierfür bedienen sie sich der Tatsache, dass zum Umschalten des Exchange Bias-Feldes ein kritisches Produkt der magnetischen und elektrischen Einfrigidfelder, H_{fr} und E_{fr} , vonnöten ist, während die einzelnen Grössen H_{fr} und E_{fr} im weiten Rahmen unwirksam sind.

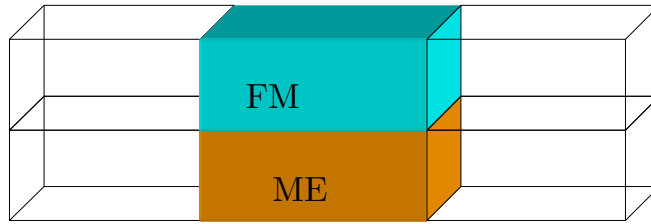


Abbildung 6.4.1 Schematische Darstellung einer Informationszelle mit benachbarten Zellen im Schreibmedium eines magnetoelektrischen Laufwerks. Die Zelle besteht aus einer ferromagnetischen Schicht, FM, sowie einer darunterliegenden magnetoelektrischen Schicht, ME.

Das Medium eines solchen magnetoelektrischen Laufwerks besteht aus einer magnetoelektrischen und einer ferromagnetischen Schicht, wie in der Darstellung in Abbildung 6.4.1 erkannt werden kann. Ein Abkühlvorgang in einem solchen System kann in Anwesenheit zweier verschiedener Kühlfeldprodukte, $(HE)_{cr}$, zu zwei unterschiedlichen Ergebnissen führen. Wie bereits bei den in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Systemen führt auch hier ein Kühlvorgang auf Werte unterhalb der Néeltemperatur in antiparallel orientierten elektrischen und magnetischen Feldern zu einer in den negativen magnetischen Feldbereich verschobenen Magnetisierungshysterese des Systems, während ein analoger Kühlprozess in parallelen magnetischen und elektrischen Feldern zu einer entsprechenden Verschiebung in den Bereich positiver magnetischer Felder führt. Liest man nun in Abwesenheit beziehungsweise in Anwesenheit eines konstanten hinreichend kleinen magnetischen Feldes auf geeignete Art und Weise, wie zum Beispiel mittels magnetooptischen oder magnetkraftmikroskopischen Methoden den Magnetisierungszustand der ferromagnetischen Schicht aus, so kann der gewonnene Wert als digitale Information verwertet werden, wie dieses in Abbildung 6.4.2 skizzenhaft dargestellt ist.

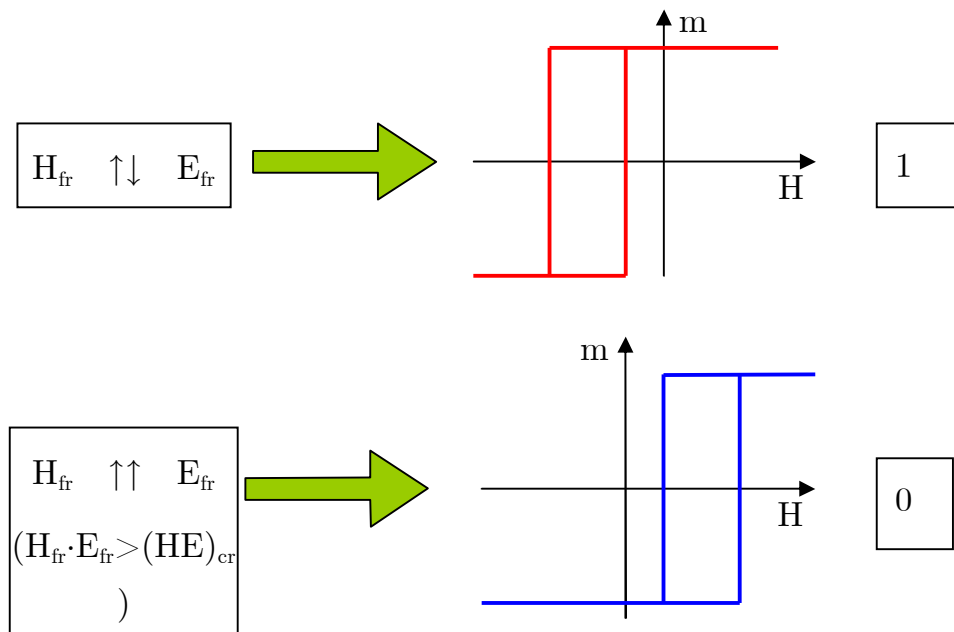


Abbildung 6.4.2 Kühlvorgang in der Speicherzelle: Antiparallele Einfrierfelder führen zu einer Verschiebung der Magnetisierungshysterese ins Negative, parallele zu einer ins Positive. Der erreichte Zustand liefert bei hinreichend kleinen magnetischen Feldern eine positive oder negative Magnetisierung, die als 0 oder 1 interpretiert werden kann.

Der wesentliche Vorteil des dargestellten Schreibverfahrens, gegenüber konventionellen Techniken im Bereich von Festplatten oder anderen magnetischen Datenträgern, besteht in der Applikation der Schreibfelder. Die benötigten Felder H_{fr} und E_{fr} werden, wie in Abbildung 6.4.3 erkennbar nicht deckungsgleich, sondern zueinander versetzt auf das Medium projiziert, beispielsweise durch Einsatz von Spitzen als Elektroden und Magneten.

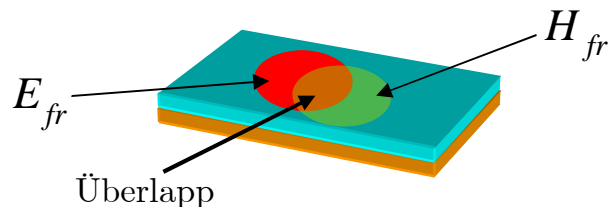


Abbildung 6.4.3 Projektion der Einfrierfelder H_{fr} und E_{fr} auf die Medienoberfläche. Lediglich im braun dargestellten Bereich des Überlapps wird ein zum magnetoelektrischen Schalten des Exchange Bias-Feldes hinreichend großes Produkt der Einfrierfelder erreicht.

Aufgrund dieser Feldgeometrie entsteht zwischen den beiden Bereichen, in denen jeweils eines der Felder relativ hohe Werte, das andere jedoch einen zu geringen Wert für die Induktion eines magnetoelektrischen Schaltvorgangs erreicht, ein Überlappgebiet, in dem das zum Schalten erforderliche kritische Produkt der Einfrierfelder $(HE)_{cr}$ überschritten wird. Nimmt man in erster Näherung für die räumliche Verteilung der Einfrierfelder in der Schreibebene eine Gaußförmigkeit an, so ergeben sich die in Abbildung 6.4.4 dargestellten Verhältnisse. Wie man erkennen kann ist durch eine geeignete Wahl des Abstandes zwischen den Gebieten maximaler magnetischer und elektrischer Felder somit eine nahezu beliebige Verkleinerung des Schreibbereichs auf dem Medium möglich.

Das erläuterte magnetoelektrische Schreibverfahren zeigt einen neuartigen Ansatz zum Schreiben magnetischer Informationen auf, der dazu geeignet ist die aufgrund verwendeter Schreibköpfe technisch realisierbare Informationsdichte weiter zu erhöhen. Ferner harmonisiert das thermisch unterstützte magnetoelektrische Schreiben sehr gut mit senkrecht anisotropen Exchange Bias Systemen, so dass der gesamte Prozess des thermisch unterstützten senkrechten magnetoelektrischen Schreibens beziehungsweise des thermally assisted perpendicular magnetoelectric recording analog zum heat assisted magnetic recording (HAMR) [Ruig00][Mose02] auch hierdurch eine hohe realisierbare Informationsdichte erwarten lässt.

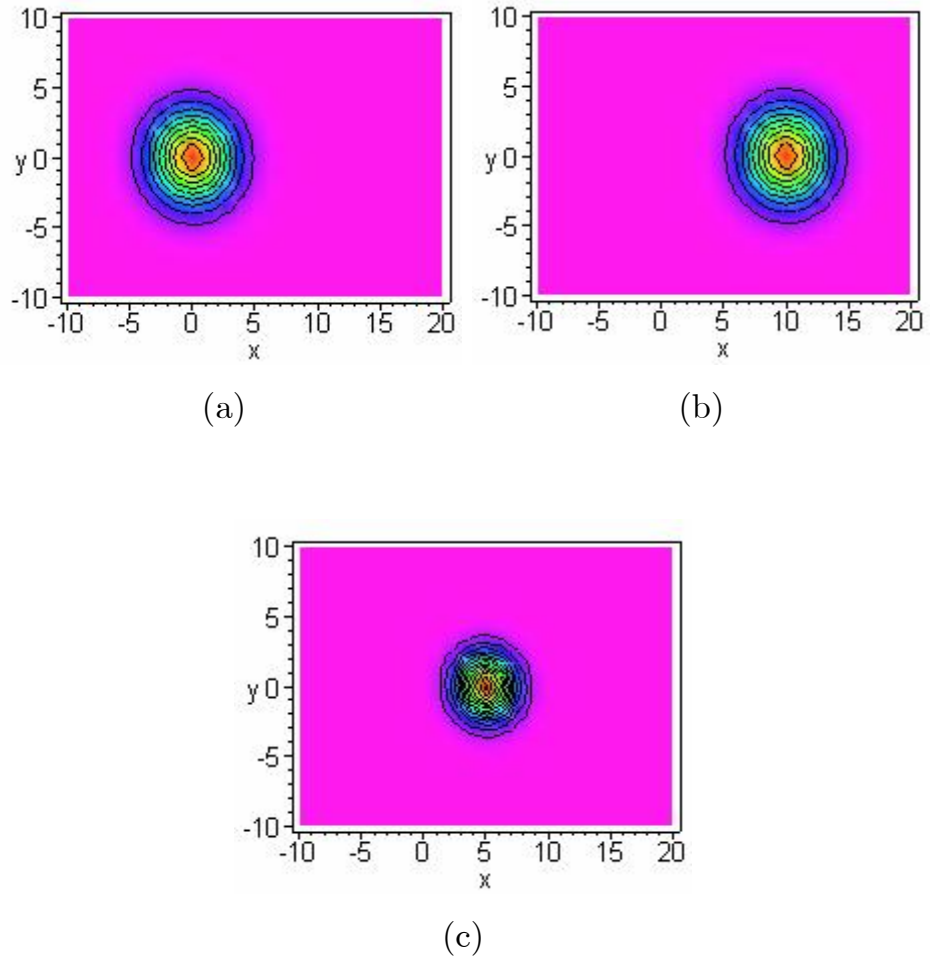


Abbildung 6.4.4 Farblich kodierte gaussförmige Feldverteilung der Einfrierfelder in der Ferromagnetischen Schicht in Draufsicht. Rote Bereiche repräsentieren besonders hohe Feldwerte, blaue beziehungsweise magentafarbene Bereiche stehen für niedrige. (a) elektrisches Einfrierfeld, E_{fr} ; (b) magnetisches Einfrierfeld, H_{fr} ; (c) Produkt der Einfrierfelder, $(HE)_{cr}$

7 Zusammenfassung

Beim Exchange Bias-Effekt handelt es sich um ein Phänomen, das nach seiner Entdeckung durch Meikeljohn und Bean [Meik56] für mehrere Jahrzehnte nahezu unbeachtet blieb. Erst seine nach der Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandeffekts [Bina89] erkannte technologische Relevanz verhalf ihm zu einem erneuten gesteigerten Interesse, das unter anderem auch seiner Kontrollierbarkeit galt. Hierbei erhofft man sich, neben dem Zugang zu neuen technologischen Ansätzen, insbesondere auch ein tieferes physikalisches Verständnis des Phänomens so genannter austauschverschobener Magnetisierungshysteresen.

In der vorliegenden Arbeit wurden deshalb neben einigen theoretischen Betrachtungen unterschiedliche extrinsische Größen bemüht um Einfluss auf das Exchange Bias-Feld zu nehmen. So wurde beispielsweise der Einfluss der Temperatur auf das Exchange Bias-Feld von Eisenzinkfluorid-, Nickeloxid- und α -Mangansulfid-basierten Exchange Bias-Systemen untersucht und demonstriert. In allen Fällen war eine Steuerung des Exchange Bias-Feldes möglich. In diesem Zusammenhang wurde im Rahmen dieser Arbeit mit α -MnS/Fe auch erstmals ein so genanntes Multiphasen-Exchange Bias-System vorgestellt, dessen Exchange Bias-Feld bei Erhöhung der Temperatur nach seinem ersten Verschwinden erneut belebt wird. Der Einfluss des magnetischen Einfrierfeldes auf die Verschiebung der Magnetisierungshysterese wurde am Beispiel von FeZnF_2/Fe untersucht und dargestellt. Auch hier zeigt sich eine Kontrollierbarkeit des Exchange-Bias Feldes. Einen selten beachteten Zugang zur extrinsischen Kontrolle eines Exchange Bias-Systems stellt sicherlich die druckinduzierte Kontrolle dar. Diese wurde am Beispielsystem Eisenzinkfluorid-Eisen erfolgreich demonstriert. Der

so genannte Trainingseffekt ist ein in der Regel eher unerwünschtes Verhalten von Exchange Bias-Systemen, da er für eine Reduzierung des Exchange Bias-Feldes sorgt. Zwar klingt dieser mit der Zahl der Ummagnetisierungen n mit einem $1/\sqrt{n}$ -Verhalten ab, behält jedoch einen asymptotischen Grenzwert. Dieses Verhalten konnte am Beispielsystem Nickeloxid-Eisen nachgewiesen werden.

Die ultimative Form der Kontrolle liegt jedoch in der Steuerung des Exchange Bias-Feldes durch elektrische Felder. Diese neuartige Form der Steuerung, sowohl direkt durch Anlegen elektrischer Spannungen bei fester Temperatur, als auch indirekt durch den Prozess des magnetoelektrischen Kühlens, wurde an magnetoelektrischen Systemen auf Basis von Chromoxid, Cr_2O_3 , erfolgreich demonstriert. Hierbei zeigte sich, dass die indirekte Steuerung weitaus größere Effekte in Form des so genannten Umschaltens einer Magnetisierungshysterese erlaubt.

Im letzten Kapitel wurden schließlich technische Anwendungen auf der Basis von magnetoelektrischen Exchange Bias-Systemen vorgeschlagen. Diese Anwendungen bergen das Potential einer erheblichen Reduzierung des Energieverbrauchs von Speicherbausteinen und Prozessoren, sowie einer Erhöhung der Informationsdichte auf Festplattenlaufwerken in sich und verdienen daher in Zukunft verstärkte Aufmerksamkeit.

8 Literaturverzeichnis

- [Astr59] D. N. Astrov, J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) **38** 984 (1959), Soviet Phys. JETP **11** 708 (1960)
- [Baib88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Eitienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988)
- [Berk64] A. E. Berkowitz, J. H. Greiner, J. Appl. Phys., **35** 925 (1964)
- [Berk65] A. E. Berkowitz, J. H. Greiner, J. Appl. Phys. **78** 1887 (1995)
- [Bina89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, Phys. Rev. B., **39** 4828 (1989)
- [Bine01] Ch. Binek, A. Hochstrat, W. Kleemann, J. Magn. Magn. Mat., **234** 353 (2001)
- [Bine02] Ch. Binek, Xi Chen, A. Hochstrat, W. Kleemann, J. Magn. Magn. Mat., **240** 257 (2002)
- [Bine03] Ch. Binek, *Ising-type antiferromagnets*, Springer Tracts Mod. Phys., Vol **196** (Springer-Verlag, Heidelberg, 2003)
- [Bine04] C. Binek, Phys. Rev. B, 68 014421 (2004)
- [Bine05a] Ch. Binek, P. Borisov, Xi Chen, A. Hochstrat, S. Sahoo, W. Kleemann, Eur. Phys. J. B, **45** 197 (2005)
- [Bine05b] Ch. Binek, A. Hochstrat, X. Chen, P. Borisov, W. Kleemann, B. Doudin, J. Appl. Phys., **97** 10C514 (2005)
- [Bine95] Ch. Binek, S. Kuttler, W. Kleemann, Phys. Rev. Lett. **75** 2412 (1995)

- [Birs66] R. R. Birss, *Symmetry and Magnetism*; (North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1966)
- [Blun01] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*, 1. Auflage (Oxford University Press, 2001)
- [Bori04] P. Borisov, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen, Duisburg (2004)
- [Bori05] P. Borisov, A. Hochstrat, X. Chen, W. Kleemann, C. Binek, Phys. Rev. Lett., **94** 117203 (2005)
- [Bori06] P. Borisov, A. Hochstrat, X. Chen, W. Kleemann, Phase Trans., **79** 1123 (2006)
- [Boro59] A. S. Borovik-Romanov, JETP **36** 1954 (1959)
- [Brow69] C.A. Brown, PhD thesis, Imperial College, London (1969)
- [Chap98] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet, H. Launois, Science, **280** 1919 (1998)
- [Chen00] E. Y. Chen, R. Whig, J. M. Slaughter, D. Cronk, J. Goggin, G. Steiner, S. Tehrani, J. Appl. Phys., **87** 6061 (2000)
- [Chen01] Xi Chen, Ch. Binek, A. Hochstrat, W. Kleemann, Phys. Rev. B, **65** 012415 (2001)
- [Chen02] R. Cheng, C. N. Borca, N. Pilet, B. X. L. Yuan, B. Doudin, S. H. Liou, P. A. Dowben, Appl. Phys. Lett., **81** 2109 (2002)
- [Chen06] X. Chen, A. Hochstrat, P. Borisov, W. Kleemann, Appl. Phys. Lett., **89** 202508 (2006)
- [Curi94] P. Curie, J. Physique, 3 Serie, III, 393 (1894)

- [Dien91a] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, D. Mauri, Phys. Rev B **43**, 1297 (1991)
- [Dien91b] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, P. Baumgart, D. R. Wilhoit, J. Appl. Phys. **69**, 4774 (1991)
- [Dzia57] I. E. Dzialoshinskii, JETP **33** 807 (1957)
- [Dzia59] I. E. Dzyaloshinskii, J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) **37** 881 (1959), Soviet Phys. JETP **10** 628 (1960)
- [Enbr02] Artikel: *Shen Kua* , Britannica 2002 Deluxe Edition CD-ROM (Encyclopædia Britannica, Inc. 1994-2002)
- [Fert99] A. Fert, C. Vouille, *Magnetische Schichtsysteme*, Ed.: R. Hölzle (Forschungszentrum Jülich, Jülich 1999)
- [Fieb01] M. Fiebig, D. Fröhlich, Th. Lottermoser, V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, H.-J Weber, Phys. Rev. Lett., **87** 137202 (2001)
- [Fieb02] M. Fiebig, Th. Lottermoser, D. Fröhlich, M. Maat, Nature (London), 419 818 (2002)
- [Fieb06] M. Fiebig, Phase Trans. **79** 147 (2006)
- [Fish79] S. Fishman, A. Aharony, J. Phys. C, **12** L729 (1979)
- [Free06] Freescale Semiconductor Inc., Pressemitteilung vom 10. Juli 2006
- [Full98a] E. E. Fullerton, J. S. Jiang, C. H. Sowers, J. E. Pearson, S. D. Bader, Appl. Phys. Lett. **72**, 380 (1998)
- [Full98b] E. E. Fullerton, J. S. Jiang, M. Grimsditch, C. H. Sowers, S. D. Bader, Phys. Rev. B **58**, 12193 (1998)
- [Garc03] F. Garcia, J. Sort, B. Rodmacq, S. Auffret, B. Dieny, Appl. Phys. Lett., **83** 3537 (2003)

- [Gilb91] W. Gilbert, *De Magnete*, (Courier Dover Publications, 1991)
- [Goul02] J. Goulon, A. Rogalev, F. Wilhelm, C. Goulon-Ginet, P. Carra, D. Cabaret, C. Brouder, Phys. Rev. Lett., **88** 237401 (2002)
- [Grün86] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442 (1986)
- [Gühm00] C. Gühmann, *Grundlagen der Elektrotechnik IB Kapitel 9 Teil 1*, (Techn. Univ. Berlin 2000-2007)
- [Hell98] Hellmann, Epistola Petri Peregrini de Maricourt ad Sygerum de Foucaucourt Militem de Magnete,., Neudrucke von Schriften und Karten über Meteorologie und Erdmagnetismus, Nr.10, Rara Magnetica. (G. Hellmann. Berlin 1898)
- [Hoch02] A. Hochstrat, Ch. Binek, W. Kleemann, Phys. Rev. B, **66** 012415 (2001)
- [Hoch04] A. Hochstrat, Ch. Binek, X. Chen, W. Kleemann, J. Magn. Magn. Mat., **272-276** 325 (2004)
- [Hoch06] A. Hochstrat, X. Chen, P. Borisov, W. Kleemann, international patent application PCT/EP2006/002892 (WO/2006/103065, veröffentlicht am 5. Okt. 2006)
- [Imry75] Y. Imry, S. K. Ma, Phys. Rev. Lett., **35** 1399 (1975)
- [Iwas97] Y. Iwasaki, M. Takiguchi, K. Besho, J. Appl. Phys., **81** 5021 (1997)
- [Jian00] J. S. Jiang, G. P. Felcher, A. Inomata, R. Goyette, C. Nelson, S. D. Bader, Phys. Rev. B, **61** 9653 (2000)
- [Jung94] R. Jungblut, R. Coehoorn, M. T. Johnson, J. aan de Stegge, A. Reinders, J. Appl. Phys., **75** 6659 (1994)

- [Jung94] R. Jungblut, R. Coehoorn, M. T. Johnson, J. van de Stegge, R. Reinders, J. Appl. Phys., **75** 6659 (1994)
- [Kage00] B. Kagerer, Ch. Binek, W. Kleemann, J. Magn. Magn. Mat., **217** 139 (2000)
- [Kage99] B. Kagerer, Diplomarbeit, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, (1999)
- [Kell02] J. Keller, P. Miltényi, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak, K: D. Usadel, Phys. Rev. B, **66** 014431 (2002)
- [Kitt99] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 12. Auflage (R. Oldenbourg Verlag 1999)
- [Klee82] W. Kleemann, F. J. Schäfer , H. van der Heide, J. Magn. Magn. Mat., **25** 317 (1982)
- [Klee89] W. Kleemann, F. J. Schäfer, Sol. St. Comm, **69** 95 (1989)
- [Kush94] J. Kushauer, C. Binek, W. Kleemann, J. Appl. Phys., **75** 5856 (1994)
- [Land50] H. Landolt, R. Börnstein, Zahlenwerte aus Physik, Chemie, Astronomie, Geophysik und Technik, Hrsg.: A. Eucken, (Springer Verlag 1950)
- [Land57] L. D. Landau, L. F. Lifshitz, *Electrodynamics of continous media*, (Pergamon Press, Oxford, 1957)
- [Lede97] D. Lederman, J. Nogués, I. K. Schuller, Phys. Rev. B, **56** 2332 (1997)
- [Lehn01] P. Lehnen, Dissertation, Gerhard-Mercator-Universität Duisburg, (2001)
- [Malo86] A. P. Malozemoff, Phys. Rev. B, **35** 3697 (1986)

- [Mart66] T. J. Martin, J. C. Anderson, IEEE Trans. Magn. **2** 446 (1966)
- [Meik56] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean, Phys. Rev. Lett. **102**, 1413 (1956)
- [Meik57] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean, Phys. Rev. **8** 87 (1957)
- [Milt00] P. Miltényi, M. Gierlings, J. Keller, B. Beschoten, G. Güntherodt, U. Nowak, K. D. Usadel, Phys. Rev. Lett., **84** 4224 (2000)
- [Milt99] P. Miltényi, M. Gierlings, M. Bammig, U. May, G. Güntherodt, J. Nogués, M. Gruyters, C. Leighton, I. K. Schuller, Appl. Phys. Lett., **75** 2304 (1999)
- [Mora98] T. J. Moran, J. Nogués, D. Lederman, I. K. Schuller, **72** 617 (1998)
- [Mose02] A. Moser, K. Takano, D. T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S. Sun, E. E. Fullerton, J. Phys. D: Appl. Phys., **35** R157 (2002)
- [Neck63] A. Neckam, *De Naturis Rerum, Libri Duo*, Bearbeitet von T. Wright (Longman, Green, Longman, Roberts and Green, 1863)
- [Necp06] NEC Corporation, Pressemitteilung vom 14. Jul. 2006
- [Nogu96] J. Nogués, D. Lederman, T. J. Moran, I. K. Schuller, Phys. Rev. Lett., **76** 4624 (1996)
- [Nogu99a] J. Nogués, I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mat. **192**, 203 (1999)
- [Nogu99b] J. Nogués, T. J. Moran, D. Lederman, I. K. Schuller, Phys. Rev. B, **59** 6984 (1999)
- [Nogu99c] J. Nogués, T. J. Moran, D. Lederman, I. K. Schuller, K. V. Rao, Phys. Rev. B, **59** 6984 (1999)

- [Nowa01] U. Nowak, A. Misra, K. D. Usadel, J. Appl. Phys., **89** 7269 (2001)
- [Nowa02] U. Nowak, K. D. Usadel, J. Keller, P. Miltenyi, B. Beschoten, G. Güntherodt, Phys. Rev. B, **66** 014430 (2002)
- [Odel66] T. H. O'Dell, Phil. Mag., 13 921 (1966)
- [Odel70] T. H. O'Dell, *The Electrodynamics of Magneto-electric Media*, (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, London, 1970)
- [Ohld03] H. Ohldag, A. Scholl, F. Nolting, E. Arenholz, S. Maat, A. T. Young, M. Carey, J. Stöhr, Phys. Rev. Lett. **91** 017203 (2003)
- [Pacc66] D. Paccard, C. Schlenker, O. Massenet, R. Montmory, A. Yelon, Phys. Stat. Sol., **16** 301 (1966)
- [Padu94] C. Paduani, D. P. Belanger, J. Wang, S-J. Han, Phys. Rev. B, **50** 193 (1994)
- [Park90] S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990)
- [Park91a] S. S. P. Parkin, R. Bhadra, K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **66**, 2152 (1991)
- [Park91b] S. S. P. Parkin, Phys. Rev. Lett. **67**, 3598 (1991)
- [Park97] S. S. P. Parkin, R. E. Fontana, A. C. Marley, J. Appl. Phys., **81** 5521 (1997)
- [Park00] F. T. Parker, K. Takano, A. E. Berkowitz, Phys. Rev. B, **61** R866 (2000)
- [Picc24] A. Piccard, Arch. Sci. Phys. Nat. **6** 609 (1924)

- [Radu02] F. Radu, M. Etzkorn, T. Schmitte, R. Siebrecht, A. Schreyer, K. Westerholt, H. Zabel, J. Magn. Magn. Mat., **240** 251 (2002)
- [Radu05] F. Radu, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, (2005)
- [Roth58] W. L. Roth, Phys. Rev., **111** 772 (1958)
- [Roth60] W. L. Roth, J. Appl. Phys., **31** 2000 (1960)
- [Rude54] M. A. Ruderman, C. Kittel, Phys. Rev. **96** 99 (1954)
- [Ruig00] J. J. M. Ruigrok, R. Coehoorn, S. R. Cumpson, H. W. Kesteren, J. Appl. Phys., **87** 5398 (2000)
- [Saho03] S. Sahoo, Dissertation, Universität Duisburg-Essen (2003)
- [Saka61] N. Sakamoto, J. Phys. Soc. Japan, **17**, 99 (1962)
- [Schl68] C. Schlenker, Phys. Stat. Sol., **28** 507 (1968)
- [Schl71a] C. Schlenker, R. Buder, Czech. J. Phys. B, **21** 506 (1971)
- [Schl71b] C. Schlenker, R. Buder, Phys. Stat. Sol. A, **4** K79 (1971)
- [Scho05] G. Scholten, K. D. Usadel, U. Nowak, Phys. Rev. B, **71** 064413 (2005)
- [Stil99] M. D. Stiles, R. D. McMichael, Phys. Rev. B; **59** 3722 (1999)
- [Taka80] M. Takahashi, A. Yanai, S. Taguchi, T. Suzuki, Jpn. J. Appl. Phys. **19** 1093 (1980)
- [Topo95] Topometrix User's Manual, Topometrix Corp., Santa Clara CA (1995)
- [Vdza96] P. J. van der Zaag, A. R. Ball, L. F. Feiner, R. M. Wolf, P. A. A. van der Heijden, J. Appl. Phys., **79** 5103 (1996)

- [Voig01] W. Voigt, Nachr. v. d. Ges. d. Wiss. z. Göttingen,
Math.-Phys. Klasse, (12. Jan. 1901)
- [Voig02] W. Voigt, Ann. d. Physik, **9** 94 (1902)
- [Volk05] M. Volkmer, *Basiswissen Kernenergie*, überarb. Auflage
2005, Hrsg.: Informationskreis KernEnergie
(Berlin 2005)
- [Wase05] J. M. Slaughter, M. DeHerrera, H. Dürr,
Nanoelectronics and Information Technology, 2. Auflage,
Ed.: R. Waser (Wiley-VCH Verlag, Weinheim. 2005)
- [Weas82] R. C. Weast, M. J. Astle: *CRC Handbook of Chemistry
and Physics*, 63. Auflage (CRC, Boca Raton 1982)
- [Wied69] H. Wiedemeier, A. G. Sigai, J. Cryst. Growth, **6** 67
(1969)
- [Xing04] Y. T. Xing, A. Eljaouhari, I. Barb, R. Gerritsma, R. J.
C. Spreeuw, J. B. Goedkoop, Phys. Stat. Sol. C, **12** 3702
(2004)
- [Zepe89] W. B. Zeper, F. J. A. M. Greidanus, P. F. Carcia, C. R.
Fincher, J. Appl. Phys., **65** 4971 (1989)]

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Wolfgang Kleemann für seine Unterstützung Förderung und Begleitung dieser Arbeit.

Besonders möchte ich mich auch bei Herrn Dr. Christian Binek für die intensive und konstruktive Zusammenarbeit bedanken.

Nicht minder gilt mein Dank auch Herrn Dipl.-Phys. Pavel Borisov der durch seinen unermüdlichen Einsatz im Labor und am Schreibtisch zum Gelingen dieser Arbeit beitrug.

Auch Herrn Dr. Xi Chen, der in zahllosen Diskussionen immer wieder neue Denkanstösse lieferte, gilt mein Dank.

Sehr herzlichen Dank sende ich an Herrn Dipl.-Ing. Manfred Aderholz, der durch seine schier endlose Zahl von Konstruktionen und guten Ratschlägen die meisten Experimente erst ermöglicht hat.

Herrn Helmut Junge danke ich für die wertvolle Hilfe bei der Durchführung der Untersuchungen an den α -Mangansulfid Einkristallen.

Auch Herrn Dr. Vladimir Shvartsman sei für seine Messungen am und Erläuterungen zum Atomkraftmikroskop gedankt.

Weiterhin bedanke ich mich auch bei allen anderen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Kleemann, Herrn Dr. Theo Kleinefeld, Herrn Dr. Subhankar Bedanta, Herrn Felix Bensel, Frau Jutta Hoffmann und Frau Ulrike Labudda für die kollegiale Zusammenarbeit und gute Gruppenatmosphäre.

Ferner sei auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft gedankt, die mir im Rahmen des Graduiertenkollegs Struktur und Dynamik heterogener Systeme und des Sonderforschungsbereich 491 Magnetische Heteroschichten: Spintstruktur und Spintransport wertvolle finanzielle Unterstützung zuteil werden ließ.

Vielen Dank schulde ich meinen Eltern, die es mir überhaupt erst ermöglicht haben, diesen Weg zu gehen.

Ebenso großer Dank gilt meiner Frau Kornelia, die meinen langwierigen Weg mit endloser Geduld begleitete, unterstützte und immer Verständnis dafür hatte wenn es mal wieder etwas später wurde.

Zu guter Letzt danke ich auch noch meinem Sohn Dorian, für die große Freude, die er in mein Leben, das meiner Frau und unserer gesamten Familie gebracht hat.

Veröffentlichungen:

- 1) Ch. Binek, A. Hochstrat, W. Kleemann
J. Magn. Magn. Mater. 234 (2001) 353-8
Exchange Bias in a generalized Meiklejohn-Bean approach
- 2) Xi Chen, Ch. Binek, A. Hochstrat, W. Kleemann
Phys. Rev. B **65** (2001) 012415
Dilution induced enhancement of the blocking temperature in exchange bias heterosystems
- 3) Ch. Binek, A. Hochstrat, W. Kleemann
Phys. Stat. Sol. (a) **189** (2001) 575-83
Domain state susceptibility in $FeCl_2/CoPt$ -heterostructures
- 4) A. Hochstrat, Ch. Binek, W. Kleemann
Phys. Rev. B **66** (2002) 092409
Training of the Exchange Bias effect in $NiO-Fe$ heterostructures
- 5) Ch. Binek, Xi Chen, A. Hochstrat, W. Kleemann
J. Magn. Magn. Mater. **240** (2002) 257-60
Exchange bias in $Fe_{60}Zn_{40}F_2$ heterostructures
- 6) A. Hochstrat, Ch. Binek, X. Chen, W. Kleemann
J. Magn. Magn. Mater. **272-276** (2004) 325
Extrinsic control of exchange bias
- 7) Ch. Binek, P. Borisov, X. Chen, A. Hochstrat, S. Sahoo, W. Kleemann
Eur. Phys. J. B **43** (2005) 197
Perpendicular exchange bias and its control by magnetic, stress and electric fields

- 8) P. Borisov, A. Hochstrat, Ch. Binek, X. Chen, W. Kleemann
Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 117203
Magneto-electric switching of exchange bias
- 9) Ch. Binek, A. Hochstrat, X. Chen, P. Borisov, W. Kleemann
J. Appl. Phys. **97** (2005) 10C514
Electrically controlled exchange bias for spintronic applications
- 10) A. Hochstrat, X. Chen, P. Borisov, W. Kleemann,
internationale Patentanmeldung PCT/EP2006/002892
(WO/2006/103065, veröffentlicht am 5. Okt. 2006
Magnetoresistive element in particular memory element or logic cell and method for writing information in such an element
- 11) P. Borisov, A. Hochstrat, X. Chen, W. Kleemann
Phase Trans. **79** (2006)
Multiferroically composed exchange bias systems
- 12) X. Chen, A. Hochstrat, P. Borisov, W. Kleemann
Appl. Phys. Lett. **89** (2006) 1
Magneto-electric exchange bias systems in spintronics
- 13) P. Borisov, Th. Eimüller, A. Fraile-Rodríguez, A. Hochstrat, X. Chen, W. Kleemann
J. Magn. Magn. Mater. **310** 2313 (2007)
Application of the magnetoelectric effect to exchange bias